

U K R A I N E

K h a r k i v

Spacetime & Substance

International Physical Journal

SPECIAL ISSUE

**The 1-st Scientific Conference
"NEW CONCEPTS ABOUT WORLD
AND STRUCTURE OF SUBSTANCE"**

October 30, 1998, Kharkov, Ukraine,
Research and Technological Institute of
Transcription, Translation and Replication, JSC

**The Conference Proceedings
(In Russian)**

Volume 1, No. 3 (3), 2000

© 2000 Research and Technological Institute of
Transcription, Translation and Replication
JSC

Spacetime & Substance

International Physical Journal

Certificate of the series AB, No. 4858, issued by the State Committee for Information Policy, TV and Broadcasting of Ukraine (February 12, 2001).

The Journal is published by Research and Technological Institute of Transcription, Translation and Replication, JSC, under Licence of the series DK, No. 184, issued by the State Committee for Information Policy, TV and Broadcasting of Ukraine (September 18, 2000).

It is a discussion journal on problems of theoretical and experimental physics in the field of research of space, time, substance and interactions. The Journal publishes:

- the theories combining space, time, gravitation and others interactions (including the Einstein's SR and GR);
 - application of theories for description and/or explanations of properties of the Universe and microcosmos;
 - mathematical models and philosophical bases which touch the description of a physical reality;
 - description of set-ups aimed at the realization of fundamental physical experiments and the forthcoming results;
 - discussion of published materials, in particular, those questions, which still have not a correct explanation.
-

The volume of one issue includes 48 pages. Format is A4. Periodicity of the publication: quarterly in 2000; monthly since 2001. The language is English. The equivalent versions: paper and electronic (*.TEX, *.PS, *.PDF).

Editorial Board:

N.A. Zhuck (Kharkiv, Ukraine) — Editor-in-chief	P. Flin (Krakow, Poland) J. Gil (Zielona Gora, Poland)	P.G. Niarxos (Athens, Greece) V.I. Noskov (Moscow, Russia)
M.M. Abdildin (Almaty, Kazakhstan)	N.D. Kolpakov (Kharkiv, Ukraine)	V.L. Rvachev (Kharkiv, Ukraine)
L.Ya. Arifov (Simferopol, Ukraine)	V.V. Krasnoholovets (Kyiv, Ukraine)	V. Skalský (Trnava, Slovakia)
Yu.A. Bogdanov (Kharkiv, Ukraine)	I.Yu. Miklyaev (Kharkiv, Ukraine)	R. Triay (Marseilles, France)
B.V. Bolotov (Kyiv, Ukraine)	V. Mioc (Bucharest, Romania)	V.Ya. Vargashkin (Oryol, Russia)
J.L. Buchbinder (Tomsk, Russia)	Z.G. Murzakhonov (Kazan, Russia)	Yu.S. Vladimirov (Moscow, Russia)
P. Carlos (Rio de Janeiro, Brazil)	Lj. Nešić (Niš, Yugoslavia)	<i>(The list is not finished)</i>

Technical assistants: V.V. Moroz (L^AT_EX), A.M. Varaksin (Internet)

Subscription information:

The price of one paper unit (in US Dollars) is 2.0 in Ukraine; 2.4 in NIS* states; 10.0 in all other countries. The electronic version price is 25 % of the paper version price.

*) NIS (New Independent States without Ukraine) are Azerbaijan, Armenia, Byelorussia, Georgia, Kazakhstan, Kirghizia, Moldova, Russia, Tadjikistan, Turkmenistan, Uzbekistan.

Accounts: In US Dollars

Correspondent: THE BANK OF NEW YORK
Eastern Europe Division
One WALL Street, New York, NY 10286
Account No. 890-0260-610
Beneficially Bank: UKRSIBBANK of Ukraine
In favour of ZEMELNY BANK JSC
Account No. 1600-8-50174-01-00
SWIFT: KHAB UA 2K
Beneficiary: NTI TTR JSC
Account No. 26009011415

In UA Hryvnyas

Account No. 26009011415
in KHAB ZEMELNY BANK,
MFO 351652,
AO NTI TTR,
Cod 24473039,
Kharkov, Ukraine
(for Ukraine subscriber,
at the rate of National Bank)

The corresponding conformation as to the paying should be sent to the Editorial Office by E-mail.

Editorial Office: Zhuck N.A., RTI TTR, 3 Kolomenskaya St., Kharkov 61166, Ukraine
Tel.: +38 (0572) 19-55-77. Tel./fax: +38 (0572) 409-298; 409-594; 141-164; 141-165
E-mail: zhuck@insurance.kharkov.ua; av@vl.kharkov.ua; http://spacetime.narod.ru

© 2000 Research and Technological Institute of Transcription, Translation and Replication, JSC

ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборник вошли доклады I-й научной конференции, проведенной в АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации” 30 октября 1998 г.

Конференция посвящена рассмотрению новых направлений в исследовании окружающего мира, начиная от глобальных свойств Вселенной на основе нетрадиционного представления общей теории относительности и заканчивая микромиром на основе возрождённого понятия эфира.

Обсуждаются открытия: гравитационной вязкости и геодезической кривизны Вселенной, экранирующих свойств материи, поляризационных волн, двухкомпонентности эфира.

Часть докладов посвящена рассмотрению таких экзотических объектов, как квазары, так как именно они в значительной степени определяют крупномасштабную картину мироздания.

Имеется доклад, затрагивающий проблему внеземных цивилизаций и, в частности, возможность использования ими Луны как перевалочного пункта на пути к Земле.

Не обойдён вопрос экспериментального подтверждения новых положений, определения численных характеристик открытых явлений, а также перспективности таких исследований.

В ряде докладов прослеживаются конкретные предложения по перспективному практическому использованию новых открытий и разработок.

СПИСОК ДОКЛАДЧИКОВ И ТЕМЫ ДОКЛАДОВ

№	Докладчик	Организация	Тема доклада
1	Жук Николай Алексеевич	НТИ ТТР	Новые представления о Вселенной и её законах
2	Колпаков Николай Дмитриевич	ХГТУРЭ НТИ ТТР	Новая физика
3	Балыбердин Владислав Васильевич, Жук Николай Алексеевич	ХГТУРЭ НТИ ТТР НТИ ТТР	Перспективы постановки экспериментов по определению средней плотности Вселенной и скорости поляризационных волн
4	Конторович Виктор Мойсеевич	РАИ НАН	Слияния галактик как причина феномена квазаров
5	Ходячих Михаил Федотович	ХГУ	Космологические периодичности в радиоспектрах квазаров
6	Архипов Алексей Викторович	РАИ НАН	Археологическая разведка Луны
7	Волченко Анатолий Павлович	ХГУ	О новом подходе к построению специальной теории относительности
8	Богданов Юрий Алексеевич	НТИ ТТР	Практические результаты полевого взаимодействия природных объектов
9	Балабай Валерий Иванович	НТИ ТТР	Характеристики физического вакуума и методы их измерений ¹

¹Постер

НОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВСЕЛЕННОЙ И ЕЕ ЗАКОНАХ

Н.А. Жук¹

АО «Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации»
а/я 589, ул. Коломенская, 3, г. Харьков 61166, Украина

30 октября 1998 г.

Вселенная представлена однородной и плоской. Это позволило выбрать уравнения Эйнштейна с космологической постоянной, замкнуть систему уравнений, преобразовать ее в полевую форму и упростить. На этой основе разработана стационарная модель Вселенной и получены поправки ко всем основным законам физики, ответственные за глобальную гравитационную взаимосвязь всех явлений природы. Показано, что красное смещение является результатом такой взаимосвязи, а микроволновое фоновое излучение — равновесным излучением всех объектов Вселенной. Доказано тождество инертной и гравитационной масс. Выявлены гравитационная вязкость и геодезическая кривизна Вселенной, а также экранирующие свойства материи.

1. Введение

Изучением Вселенной как единого целого занимается космология. Именно целостное представление о Вселенной ставит космологию в особое положение по отношению к другим наукам.

Действительно, если любая другая наука может исследовать свой предмет со всех сторон и в полном объеме, то космологии доступна только часть Вселенной, т. е. только часть своего предмета исследования. Поэтому исследователю поневоле приходится осуществлять очень далекую экстраполяцию, распространяя открытые в небольшой части Вселенной законы на всю Вселенную. Так как целое может обладать такими качествами, которых нет у его частей, то становится понятным наличие тех затруднений, которые космология испытывала во все времена.

А смысл этих затруднений всегда сводился к одному: никакая физическая теория не могла в полной мере объяснить наблюдаемые свойства Вселенной. Если же теорию каким-либо образом приспособляли для объяснения одних свойств Вселенной, то появляющиеся при этом следствия не согласовывались с другими известными ее свойствами или выходили за пределы здравого смысла.

Усугубляет ситуацию и тот факт, что гравитация в общей теории относительности (которая является теоретическим фундаментом современной космологии) описывается десятью переменными, в то время как сама теория предлагает только шесть независимых уравнений. Поэтому неудивительно, что на одних только уравнениях этой теории однозначную и

непротиворечивую картину мира до сих пор никому построить не удалось.

Чтобы изучить целое по его части, требуется непрерывная интеграция представлений о предмете исследования с самых разных точек зрения на каждом этапе его изучения и непрерывное согласование следствий разрабатываемой теории с объективной реальностью. Несоблюдение принципа соответствия, появление внутренних противоречий, сингулярностей и парадоксов при применении созданной теории к описанию целого указывает на ложность того пути, по которому пошли исследователи. Именно такая ситуация и сложилась к настоящему времени в космологии, официальная теоретическая основа которой держится на идее Большого Взрыва.

Между тем результаты физических экспериментов и наблюдений внегалактической астрономии уже давно дают верные ключи, необходимые для правильного выбора и решения уравнений ОТО. Новая интерпретация уравнений ОТО в полевой форме с учетом вышеуказанных факторов позволила замкнуть систему уравнений, описывающих движение материи в четырехмерном пространстве-времени, разработать стационарную космологическую модель и объяснить все наблюдаемые свойства Вселенной, в том числе не нашедшие к настоящему времени удовлетворительного объяснения. Кроме того, выявились и неизвестные ранее свойства: эффект гравитационного экранирования материи, гравитационная вязкость и геодезическая кривизна Вселенной.

Все это ставит на повестку дня вопрос о необходимости снова вернуться к стационарной модели Вселенной, продолжить теоретические и организовать экспериментальные исследования в предложенном направлении.

¹e-mail: zhuck@insurance.kharkov.ua

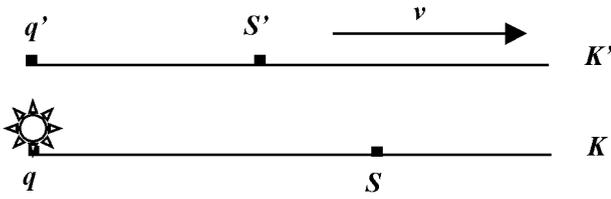


Рис. 1: Системы отсчета

2. Скорость света — тензор

Казалось бы, что можно сказать нового о скорости света? Оказывается, что в представлении скорости света как всеобщей константы с 1905 г. заложено серьезнейшее заблуждение.

Скорость света постоянна только в инерциальных системах отсчета. Именно в таких системах справедливы все основные законы физики в своем наипростейшем виде. И именно в своей собственной инерциальной системе отсчета по этим законам осуществляется взаимодействие любого объекта с другими материальными телами Вселенной.

При проведении же физических экспериментов используются, как правило, лабораторные масштабы пространства и времени, в то время как взаимодействующая с лабораторными объектами частица перемещается относительно них с огромной скоростью. Так с какой же скоростью она взаимодействует с этими объектами?

Для того, чтобы правильно ответить на этот вопрос, рассмотрим две инерциальные системы отсчета K и K' и связанные с ними две линейки, как показано на рис. 1 (линейка K' движется с постоянной скоростью v относительно линейки K , которая неподвижна относительно нас).

Пусть в тот момент, когда начала линеек q и q' совпадают друг с другом (предполагается, что расстояние между ними пренебрежимо мало), загорится лампочка в точке q , связанной с неподвижной линейкой. Через некоторое время t свет достигнет точки S на этой линейке. За это же время подвижная линейка переместится и напротив точки S окажется точка S' . При этом расстояние, пройденное светом вдоль подвижной линейки, на величину vt будет меньше, чем расстояние, пройденное по неподвижной линейке. Следовательно, наблюдатель, находящийся в точке S (т. е. в неподвижной системе отсчета), по своим масштабам пространства и времени должен сделать вывод, что фронт световой волны догоняет точку S' вдоль движущейся линейки со скоростью $c' = c - v$.

Если линейка будет двигаться в обратном направ-

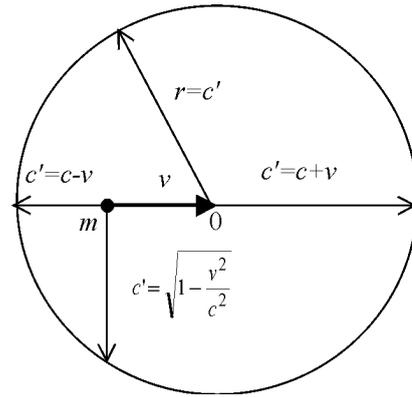


Рис. 2: Тензор скорости света

влении, при котором точка S' будет сближаться с лампочкой, то наблюдатель получит другое значение скорости света в системе K' : $c' = c + v$.

Может ли кто-либо опровергнуть результаты такого эксперимента? Нет.

Все вышеизложенное не противоречит постулату специальной теории относительности о независимости скорости света от движения источника (или приемника), так как скорость света постоянна только тогда, когда она измеряется по собственным масштабам длины и времени, а c' — это скорость света в одной инерциальной системе отсчета, измеренная по пространственно-временным масштабам другой инерциальной системы.

Действительно, по собственным масштабам пространства и времени в подвижной системе отсчета будем иметь

$$\frac{l'}{t'} = \frac{l \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{t \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l}{t} = c. \quad (1)$$

Все вышеизложенное указывает, что скорость света c' (и, соответственно, скорость взаимодействия с неподвижной системой отсчета) представляет собой тензор, все компоненты которого своими концами в совокупности очерчивают шар радиуса c , смещенный по отношению к движущемуся объекту вперед на величину скорости движения v (рис. 2).

Нетрудно заметить, что в строго поперечном направлении скорость света c' равна

$$c' = c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (2)$$

С другой стороны, сила взаимодействия F между двумя объектами, находящимися в двух различных инерциальных системах отсчета, не является инвариантом. Инвариантом, как оказалось,

является произведение Fc . Тогда справедливо равенство

$$Fc = F'c', \quad (3)$$

на основе которого можно записать выражение для второго закона Ньютона

$$F' = F \frac{c}{c'} = ma \frac{c}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = ma \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (4)$$

в котором знаменатель не имеет никакого отношения к увеличению массы движущегося объекта, а объясняется уменьшением взаимодействия между движущимися системами отсчета. Но именно в поперечном направлении отклоняли движущиеся частицы при определении зависимости (4) и масса m совместно с указанным коэффициентом получила название “релятивистской массы”, введя в заблуждение многие поколения физиков.

3. Закон всемирного тяготения

Как известно, Эйнштейн предложил два вида уравнений общей теории относительности:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = -\kappa T_{ik}, \quad (5)$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \lambda g_{ik} = -\kappa T_{ik}, \quad (6)$$

отличающихся друг от друга на слагаемое с космологической постоянной λ — настолько малой и непонятной, что о необходимости ее введения в теорию нет единого мнения до сих пор.

Из совокупности всех указанных характеристик Вселенной нужно выбрать такую, которая позволила бы сделать однозначный выбор уравнений Эйнштейна. Такой характеристикой является глобальная евклидовость Вселенной, математическим выражением которой является равенство

$$R^l_{ijk} = R_{ik} = R = 0. \quad (7)$$

Поскольку для реальной Вселенной, заполненной материей с ненулевой плотностью, $\kappa T \neq 0$, то с учетом (5) становится очевидным факт невыполнения равенства (5). Таким образом, плоскую в глобальных масштабах Вселенную могут описывать только уравнения (6). Причем, отклонения от плоского пространства-времени под действием гравитирующих масс можно представить (точно!) только в составе суммы [1, 2]

$$\sqrt{-g} g^{ik} \equiv \sqrt{-\gamma} (\gamma^{ik} + h^{ik}), \quad (8)$$

которая соответствует заданию тензорного гравитационного поля h^{ik} на фоне плоского материального мира в произвольных координатах с метрикой γ^{ik} .

Другим, не менее важным свойством Вселенной является ее однородность и изотропность в больших масштабах. Математически это свойство можно отразить в виде равенства нулю ковариантной производной тензорной плотности $\sqrt{-g} g^{ik}$ и следствий этого равенства (в лоренцовых координатах):

$$(\sqrt{-g} g^{ik})_{;i} = (\sqrt{-g} g^{ik})_{;i} = (\sqrt{-g} h^{ik})_{;i} = 0, \quad (9)$$

где точкой с запятой обозначена ковариантная производная, а запятой — обычная.

После этого уравнения (6) с помощью преобразования (6) и условия (7) — наподобие калибровочного условия Лоренца в электродинамике (здесь и там обязательного!) — приводятся к уравнениям полевой формулировки общей теории относительности:

$$\square h_{ik} - \frac{2}{3} \lambda h_{ik} = 2\kappa T'_{ik}, \quad (10)$$

где T'_{ik} — тензор энергии-импульса материи вместе с материей гравитационного поля.

Условия (9) по своему математическому смыслу эквивалентны добавлению к традиционным уравнениям Эйнштейна четырех недостающих до полноты системы уравнений, после чего задача объяснения реальных свойств Вселенной становится разрешимой без каких-либо дополнительных и необоснованных допущений.

Более того, учитывая однородность и изотропность материальной среды Вселенной (т. е. симметрию задачи), в статическом случае для сферически-симметричного материального тела массы m уравнение (10) дает внешнее решение в виде потенциала Юкавы

$$\varphi = -\frac{Gm}{r} e^{-r/R_0}, \quad (11)$$

в котором величина R_0 названа радиусом гравитационных взаимодействий и определяется по формуле

$$R_0 = c' \sqrt{\frac{3}{4\pi G \rho_0}}. \quad (12)$$

Для двух же материальных тел с массами m_1 и m_2 получается следующий закон тяготения

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} e^{-r/R_0} \left(1 + \frac{r}{R_0} \right). \quad (13)$$

Из анализа полученного закона следует, что в реальной Вселенной все материальные тела (планеты, звезды, галактики) взаимодействуют друг с другом слабее, чем это следует из закона тяготения Ньютона. Последний же, в свою очередь, получается из реального закона тяготения путем устремления средней плотности Вселенной к нулю. В этом заключается принцип соответствия применительно к данному закону.

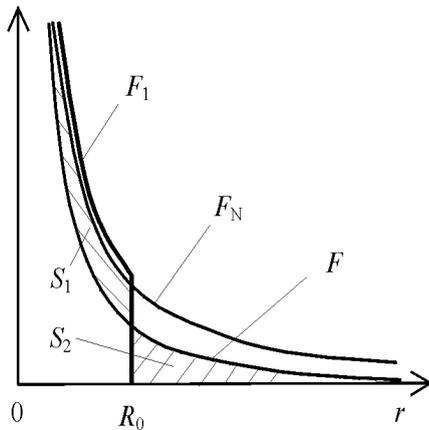


Рис. 3: Сравнение законов тяготения

4. Тождество инертной и гравитационной масс

На протяжении более чем 300 лет вызывает недоумение опытный факт численного равенства инертной и гравитационной масс. Сначала Беркли, а затем Мах высказали предположение о том, что инертные свойства материальных тел определяются их гравитационным взаимодействием со всеми другими массами Вселенной. Данная гипотеза получила название принципа Маха и не была ни доказана, ни опровергнута на протяжении всего этого времени.

Следует отметить, что в линейном приближении закон всемирного тяготения (10) принимает вид:

$$F \approx G \frac{m_1 m_2}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad (14)$$

который показывает, что все материальные тела во Вселенной взаимодействуют друг с другом практически только в пределах радиуса гравитационных взаимодействий, равного примерно 10^{26} м (или 20 млрд. световых лет).

Если сравнивать закон тяготения Ньютона и реальный закон всемирного тяготения (см. рис. 3), то оказывается, что площади S_1 и S_2 равны друг другу. Следовательно, закон тяготения (10), справедливый для реальной Вселенной, с энергетической точки зрения можно заменить законом тяготения Ньютона, ограничив радиус действия сил величиной R_0 . Данный подход позволяет быстро и наглядно решить ряд замечательных задач.

С учетом вышеизложенного проанализируем, как будет изменяться область взаимодействия материальной точки массы m со Вселенной при ее разгоне до скорости v и к чему все это приведет. Нетрудно показать, что новая область взаимодействия точки со средой также будет представлять

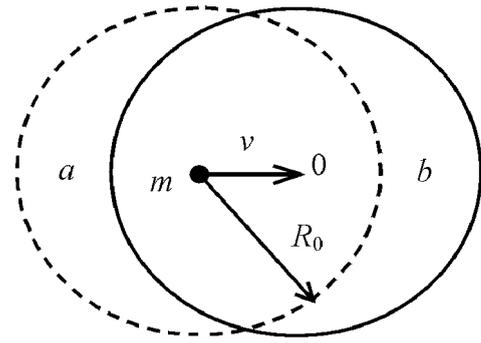


Рис. 4: Изменение области взаимодействий при разгоне

собой шар радиуса R_0 , но передвинутый вперед по ходу движения на величину r . Можно также показать, что справедливо соотношение

$$r = \frac{v}{c} R_0, \quad (15)$$

Таким образом, область взаимодействия движущейся материальной точки смещается вперед по ходу движения пропорционально скорости ее движения. В пределе же, т. е. когда скорость движения равна скорости света, движущаяся точка должна находиться на поверхности своей области взаимодействия. Но это как раз и возможно только для света.

При разгоне точка m теряет гравитационную связь с частью пространства a позади себя и вступает в гравитационную связь с частью пространства b впереди себя (рис. 4).

Размеры областей a и b одинаковы и зависят только от скорости v , но местоположение точки m относительно них асимметрично. Следовательно, суммарная работа по преодолению сил гравитации области a и сил гравитации области b не равна нулю. Автору удалось найти приемы ее определения. Если учесть возможную начальную скорость v_0 материальной точки, то работа оказалась равной величине

$$A = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2}. \quad (16)$$

Таким образом, мы получили известную из механики теорему об изменении кинетической энергии тела. Если полученное выражение продифференцировать по скорости и по времени, то получится второй закон Ньютона. А если в доказательстве еще учесть и уменьшение взаимодействия между движущимися друг относительно друга системами отсчета, то получится релятивистское выражение этого закона, аналогичное (4).

Характерной особенностью полученных результатов является то, что как в теорему об изменении

кинетической энергии, так и во второй закон Ньютона входит не инертная, а гравитационная масса, поскольку с самого начала рассматривалась только такая масса. Этим самым доказано тождество инертной и гравитационной масс в духе принципа Маха и раскрыт сам механизм изменения взаимодействия материальных тел со Вселенной.

5. Гравитационная вязкость и геодезическая кривизна Вселенной

Поле разгона (прекращения действия локальной силы) материального тела вдоль координаты X его свободное движение описывается уравнением

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + H \frac{dX}{dt} = 0, \quad (17)$$

где H — постоянная Хаббла, которая определяется по формуле

$$H = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{3}}, \quad (18)$$

и имеет совсем другой физический смысл, чем это принято в традиционной космологии.

Наличием второго (диссипативного) слагаемого новый закон свободного движения отличается от первого закона Ньютона. В целом же одна из наиболее простых формулировок этого закона может быть такой: если на тело не действуют локальные силы, то положение его области взаимодействия со Вселенной (по уровню R_0) со временем не меняется, а само оно асимптотически стремится к центру этой области.

Поскольку уменьшение скорости тела пропорционально самой скорости, а не ее квадрату, как это наблюдается в аэродинамике, то такое свойство названо гравитационной вязкостью Вселенной (по аналогии с вязкостью любой другой среды). Ввиду того, что величина постоянной Хаббла имеет порядок 10^{-18} , то наличие гравитационной вязкости практически не сказывается на локальных процессах (например, в масштабах Солнечной системы). На расстоянии же, равном половине среднего расстояния между галактиками, силы гравитационной вязкости становятся сравнимыми с центробежными силами и отвечают за формирование среднемасштабной структуры Вселенной, т. е. за формирование галактик (они же объясняют и их спиральность).

Понятие гравитационной вязкости Вселенной тесным образом примыкает к понятиям аффинных преобразований (параллельного переноса вектора) в неевклидовой геометрии многомерных пространств. Для движения неконсервативных систем — т. е. в

самом общем виде — имеется соотношение для кривизны пространства

$$K^j(t) = \frac{d^2 X^j}{dt^2} + \Gamma_{lk}^j \frac{dX^l}{dt} \cdot \frac{dX^k}{dt} = \varphi(t) \frac{dX^j}{dt}. \quad (19)$$

Среднее слагаемое с символами Кристоффеля первого рода (аффинной связностью) Γ_{lk}^j указывает на степень кривизны пространства (назовем ее геометрической), в котором производится параллельный перенос вектора, а последнее — на изменение длины самого вектора, т. е. на существование диссипации энергии. Оно определяет так называемую геодезическую кривизну пространства

$$K = \sqrt{g_{ij} K^i(t) K^j(t)}, \quad (20)$$

о которой даже в специальной литературе по космологии почти не упоминают.

Для реальной Вселенной геодезическая кривизна равна:

$$K = K_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad (21)$$

где $K_0 = Hc$ — постоянный для Вселенной коэффициент, равный примерно 10^{-10} м/с².

В целом анализ всех результатов показывает, что движение относительно Вселенной носит характер абсолютного движения, но по действию локальных физических законов этого заметить невозможно (за исключением инерции и красного смещения в спектрах излучения других галактик).

6. Закон распространения света и диаграмма Хаббла

Анализ взаимодействия света с материальной средой Вселенной показал, что на него действует гравитационный потенциал ($-c^2$), приводящий к потере энергии и, как следствие, изменению частоты ν по отношению к исходной ν_0 по закону

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{r}{R_0}}. \quad (22)$$

Данный закон полностью разрешает фотометрический парадокс, объясняет природу красного смещения в спектрах излучения других галактик без привлечения эффекта Доплера и приводит к новой формуле определения расстояний до галактик:

$$L = R_0 \ln(1 + z), \quad (23)$$

где z — параметр красного смещения частоты света.

С учетом нового закона распространения света зависимость “видимая звездная величина m —

красное смещение z (диаграмма Хаббла) приобретает вид:

$$m = 5 \lg [\sqrt{1+z} \ln(1+z)] + 21,68. \quad (24)$$

В диапазоне наблюдаемых значений звездных величин данная зависимость практически линейна и полностью совпадает с экспериментальными данными.

Закон (19) полностью объясняет природу, численные характеристики и характер распределения фонового микроволнового излучения. На самом деле это не реликт Большого Взрыва, а суммарное излучение всех звезд Вселенной. Если проинтегрировать все излучение, падающее на единичную площадку, по пространству от нуля до бесконечности, то температура этого излучения будет определяться формулой

$$T_0 = \sqrt[4]{\frac{L_s \rho_0 R_0}{4\sigma M_s}}, \quad (25)$$

где M_s , L_s — средняя масса и полный поток излучения средней звезды (или галактики); σ — постоянная Стефана-Больцмана.

Вычисления показывают, что данная температура с высокой степенью точности равна 2,7 К, что соответствует измерениям реального излучения.

На основе закона (19) предложено несколько схем проведения эксперимента, который бы окончательно подтвердил все теоретические выкладки и одновременно позволил бы определить среднюю плотность Вселенной.

7. Стационарная Вселенная

Реальный закон тяготения имеет ряд приятных особенностей. Так, вычисление энергии связи материального тела массы m со Вселенной дает величину

$$E_0 = -mc^2, \quad (26)$$

которая в точности равна внутренней энергии тела, взятой с обратным знаком. В отличие от этого, закон тяготения Ньютона дает минус бесконечность. Вот почему с применением закона Ньютона к бесконечной Вселенной и появился гравитационный парадокс Зеелигера. В реальной Вселенной с реальным законом тяготения такого парадокса не существует, а масса выступает мерой связи данного материального тела со Вселенной.

В классической физике имеется специальная теорема, доказывающая, что внутри сферически-симметричной материальной оболочки гравитационное поле отсутствует или, точнее, что равнодействующая, всех сил тяготения равна нулю. С использованием реального закона тяготения оказалось, что

такая оболочка (с массой $M_{об}$) притягивает материальную точку массы m , находящуюся в ее внутренней полости, с силой

$$F_{об} = \frac{GmM_{об}}{r^2} \frac{R_0}{2R} \times \left[e^{-\frac{R+r}{R_0}} \left(1 + \frac{r}{R_0} \right) - e^{-\frac{R-r}{R_0}} \left(1 - \frac{r}{R_0} \right) \right]. \quad (27)$$

Анализ формулы (24) показывает, что чем ближе точка находится к оболочке (r — это ближайшее расстояние между точкой и оболочкой), тем сильнее она притягивается к ней. Иными словами, всякое уплотнение материальной среды Вселенной в виде оболочки ведет к дальнейшему формированию такой оболочки. Вот почему Вселенная в больших масштабах имеет ячеистую структуру (в виде мыльной пены), где скопления галактик находятся в тонких стенках этих ячеек, а сверхскопления — на пересечениях ячеек.

В отношении глобальной структуры Вселенной автором доказана специальная теорема, показывающая, что только для плоской и статичной (в глобальных масштабах, разумеется) Вселенной справедливы формулы специальной теории относительности. Более того, показано, что сама эта теория является частным случаем общей теории относительности и в ней так же, как и в общей теории относительности, пространство и время являются неотделимыми от материи.

Интересный физический смысл имеет и радиус гравитационных взаимодействий (9). Оказывается, что он в точности равен радиусу черной дыры, скорость света на поверхности которой равна первой космической скорости. Таким образом, можно сказать, что мы живем в центре черной дыры, но это не наша привилегия, а свойство Вселенной образовывать вокруг любой точки гравитационно-замкнутую область. Кстати ускорение силы тяжести на поверхности такой черной дыры равно 10^{-10} м/с².

8. Объединение физических взаимодействий

Реальный закон всемирного тяготения (10) по форме оказался аналогичным закону ядерных взаимодействий. В этом кроется, по-видимому, еще один фундаментальный закон природы: все физические взаимодействия подобны, только проявляются на разных масштабах и при разных плотностях материи они по-разному.

Действительно, ядерные взаимодействия сильнее гравитационных примерно на 40 порядков. Причем это сравнение осуществляется по энергии взаимодействия. Следовательно, исходя из эквивалентности взаимодействий, для скоростей света это соот-

ношение уменьшается до 20 порядков, т. е. в атомном ядре скорость распространения взаимодействий должна быть равна 10^{-12} м/с. Время “пересечения” протона или нейтрона на такой скорости будет равно 0,001 с, что сравнимо со скоростями протекания ядерных реакций.

Если теперь воспользоваться формулой (9), то для гравитационных взаимодействий и указанной скорости получается радиус гравитационных взаимодействий, равный 10^{15} м, что соответствует размеру нуклона. Сюда следует добавить и формулу (29) для определения энергии гравитационной связи, которая еще больше объединяет гравитацию и ядерное взаимодействие.

С другой стороны, из вышеизложенного материала следует, что переносчиком гравитационного и электромагнитного взаимодействий должна быть одна и та же частица, что указывает на возможность объединения и этих взаимодействий.

Все это, а также зависимость радиуса гравитационных взаимодействий от средней плотности среды, в которой эти взаимодействия осуществляются, ставит на повестку дня вопрос о принципиальной возможности создания гравитационного экрана из материала с очень большой плотностью (или маленькой скоростью распространения света) и, соответственно, очень маленьким радиусом взаимодействий в ней.

Если корпус летательного аппарата окружить таким экраном, то это приведет к фактическому уменьшению проявляемой во взаимодействиях массы аппарата (и, соответственно, его инертных свойств) во много раз — тем больше, чем толще будет экран. Так, например, при толщине экрана в 10 радиусов взаимодействий проявляемая масса аппарата уменьшится в 2000 раз. А это значит, во-первых, что такой аппарат можно было бы разгонять с большими ускорениями с помощью даже маломощного (например, фотонного) двигателя, а во-вторых, что ускорение, которое будут ощущать пассажиры этого аппарата, также будет ослаблено во столько же раз, во сколько уменьшена масса. Следовательно, можно будет не опасаться за их безопасность даже при самых резких маневрах.

Анализ результатов многочисленных наблюдений так называемых “летающих тарелок” [3] с позиций всего вышеизложенного материала подтверждает, что они вполне могут быть проявлением технократической деятельности других цивилизаций. С другой стороны, этот же материал четко подтверждает правильность выбранного пути исследования и возможность создания летательных аппаратов принципиально нового типа.

Выводы

1. Новое представление систем отсчета и решение уравнений Эйнштейна с учетом глобальных свойств Вселенной выявило некоторые (чрезвычайно малые) добавки к основным законам физики, которые учитывают гравитационные связи всех явлений природы в масштабах Вселенной.

2. “Выключение” этих связей и переход к традиционным законам физики осуществляется устремлением средней плотности Вселенной к нулю, чем, собственно говоря, и обеспечивается выполнение принципа соответствия.

3. Данный подход позволил разработать новую стационарную модель Вселенной, не имеющую внутренних противоречий и согласующуюся со всеми объективными характеристиками реальной Вселенной.

4. На основе данной модели доказано тождество инертной и гравитационной масс и открыты ранее неизвестные свойства Вселенной: гравитационная вязкость, геодезическая кривизна и экранирующие свойства материи.

5. Полученные результаты предполагают постановку фундаментального космологического эксперимента по подтверждению новой космологической модели и определению средней плотности Вселенной.

6. Новое направление исследований в космологии имеет ряд перспективных применений, в частности возможность создания принципиально новых летательных аппаратов и возможность разработки новых способов перемещения в пространстве и времени.

Литература

- [1] Я.Б. Зельдович, Л.П. Гришук. “Тяготение, общая теория относительности и альтернативные теории”. // УФН, т. 149, вып. 4, 1986, с. 695-707.
- [2] А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили. “Релятивистская теория гравитации.” — М.: Наука, 1989.
- [3] Дж.М. Мак-Кемпбелл. “Уфология. (Новые взгляды на проблему неопознанных летающих объектов с точки зрения науки и здравого смысла)”. — Изд. Джеймек Компани, г. Белмонт, США, 1973 (перевод, с послесловием Ф. Ю. Зигеля 1976 г.).

НОВАЯ ФИЗИКА

Н.Д. Колпаков¹

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники, Украина
АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации”, г. Харьков, Украина

30 октября 1998 г.

1. Необходимость новой физики

Современная физика испытывает, мягко выражаясь, затруднения в объяснении наблюдаемых в Природе и жизни явлений.

Современная физика принципиально не в состоянии объяснить основу и динамику жизни - явление воспроизводства и эволюции живого: не хватает структурных элементов систем биологической памяти клетки для записи передаваемой информации при ее делении. Дело в том, что программа для “конструирования” организма теплокровного животного должна содержать не менее 10^{25} бит информации. Клетка содержит всего $\sim 10^{12}$ структурных элементов памяти (молекул-атомов). Но информация-то передается (из яйцеклетки вырастает организм). Значит, существуют более мелкие структурные элементы, чем молекула-атом.

Не находят объяснения феномен биологической связи на больших растениях, телепатия, явление наблюдения звезд одновременно под двумя углами (эффект Козырева).

Известен ряд других “аномальных” явлений и феноменов, ждущих объяснений.

Все это требует пересмотра основ (парадигмы) современной физики, создания новой парадигмы и развития на ее основе новой физики.

Современная физика, в основе парадигмы которой лежат постулаты теории относительности и квантовой теории, представляет материю состоящей из вещества и полей. Такое представление и приводит к перечисленным выше затруднениям.

Ниже приводится альтернативное представление материи, основанное на столетнем опыте использования электромагнитных полей и других опытных данных: материя состоит из вещества и более тонкой материи (эфира), а поля - суть возмущения этой тонкой материи структуры (эфира). На этой базе развивается новая физика.

2. Вакуум - материальная электрически поляризуемая среда

Материальность вакуума и его электрическая поляризуемость следуют из самого факта существования электромагнитного поля (ЭМП).

Действительно, из уравнения Максвелла для “свободного” пространства

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \varepsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (1)$$

следует, что ε_0 есть его поляризуемость, а

$$\varepsilon_0 \mathbf{E} = \mathbf{P} \quad (2)$$

поляризация (поляризованность).

Кроме того, на материальность вакуума указывает явление лэмбовского сдвига энергетических уровней атома водорода и рождение вакуумом электрон-позитронных пар.

Свойства вакуума как материальной среды изучены чрезвычайно слабо (даже, как уже отмечалось, само существование как такового, официальной парадигмой естественных наук отрицалось). Однако некоторые оценки его структуры, свойств и параметров можно сделать уже в настоящее время.

Естественно представление вакуума газоподобной средой. Такой концепции придерживались Дж. Максвелл, Дж. Томсон, В. Томпсон, В. Мицкевич, развивает ее В.Ацюковский [2].

По этой концепции частицы вещества являются вихревыми образованиями этой газоподобной среды.

Из изложенного в п. 2.1 следует, что частицы не только вещества, но и частицы самого вакуума (правещества, праматерии) являются сложными образованиями.

Действительно, поскольку частицы вакуума поляризуются, то они содержат в своей структуре, как минимум, электрические заряды и ЭМП. Назовем эти частицы вакуума полярами. Частицы более тонкой компоненты вакуума, вихревыми образования-

¹e-mail: first@author's.email

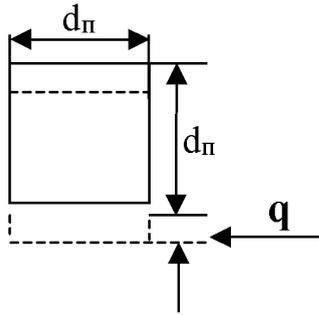


Рис. 1: Полярный диполь Герца. d_π - диаметр поляра, q - плечо диполя.

ми которой являются полярные электрические заряды и внутренние ЭМП, назовем амерами.

Вакуум, таким образом, есть основания представлять газоподобной средой нейтральных частиц (амеров), в которой более крупными “вкраплениями” являются сложные электрически поляризуемые частицы (поляры). (Попутно отметим, что в [2] вакуум представляется однокомпонентным газом нейтральных частиц).

Будем представлять поляр диполем Герца (рис.1) с электрическими зарядами $Q_{\text{по}}$ и массами m_π .

Из такого представления непосредственно следует

$$Q_\pi = Q_{\text{по}}q/d_\pi, \quad (3)$$

$$E_\pi = \frac{4}{\pi\epsilon_\pi} \cdot \frac{Q_\pi}{d_\pi^2}, \quad (4)$$

где E_π - напряженность электрического поля между пластинами эквивалентного конденсатора; ϵ_π - диэлектрическая проницаемость внутренней среды поляра.

Из уравнения движения диполя

$$m_\pi \ddot{q} = -\mu_{1\pi} q, \quad (5)$$

$$\mu_{1\pi} = \frac{4Q_{\text{по}}^2}{\pi\epsilon_\pi d_\pi^3},$$

его собственная частота

$$\omega_{\text{по}} = (\mu_{1\pi}/m_{\text{пз}})^{1/2}, \quad (6)$$

Масса полярного заряда может быть определена из соотношения

$$m_\pi = \rho_\pi/n_\pi, \quad (7)$$

где ρ_π - плотность полярной компоненты эфира, n_π - число поляров в единице объема.

Диаметр поляра может быть определен по величине известного лэмбовского сдвига энергетического

уровня атома водорода $2^2S_{1/2}$ относительно $2^2P_{1/2}$, вызываемого взаимодействием атомного электрона с вакуумными электрическими зарядами.

Поляры, экранируя электрон, увеличивают его эффективный радиус, тем самым уменьшают его эффективный заряд и соответственно энергию его электрического поля.

Исходя из этого явления, получаем

$$\Theta_{\text{эп}} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e_0^2}{r_0 + \Delta r} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(e_0 + \Delta e)^2}{r_0}, \quad (8)$$

где r_0 - классический радиус электрона,

$$\Delta e/\epsilon_0 \cong d_\pi/2r_0. \quad (9)$$

$$d_\pi \cong 2\Delta r_0. \quad (10)$$

Зависимость энергии уровней атома от заряда электрона определяется известным соотношением

$$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{8n^2 h^2 \epsilon_0^2}.$$

для рассматриваемого случая (атом водорода)

$$E_2 = -\frac{m e^4}{32 h^2 \epsilon_0^2}. \quad (11)$$

Получаем

$$E_2 + \Delta E_2 = -\frac{m}{32 h^2 \epsilon_0^2} (e_0 + \Delta e)^4 \cong -\frac{m}{32 h^2 \epsilon_0^2} (e_0^4 + 4e_0^3 \Delta e),$$

$$\Delta e = \frac{-8 h^2 \epsilon_0^2}{m e_0^3} \Delta E_2.$$

Лэмбовский сдвиг уровня $2^2S_{1/2}$ относительно $2^2P_{1/2}$ (уровень $2^2P_{2/2}$ не сдвигается) экспериментально измерен и по частоте составляет (см., например, [4])

$$\Delta F_\pi \cong 10^9 \quad \text{Гц.}$$

Тогда

$$\Delta e = \frac{-8 h^3 \epsilon_0^2}{m e_0^3} \Delta F_\pi.$$

Соответственно

$$d_\pi = \frac{16 h^3 \epsilon_0^2 r_{\text{пр}}}{m e_0^4} \Delta F_\pi = 10^{-21} \quad \text{м,} \quad (12)$$

где $r_{\text{пр}}$ - радиус протона.

Может быть оценено также количество поляров в единичном объеме “свободного” пространства.

При критической напряженности внешнего электрического поля, когда поляры диссоциируют на положительные и отрицательные полярные заряды, из (2) и (4) получаем

$$\epsilon_0 E_{\text{кр}} = Q_{\text{по}} d_\pi n_\pi, \quad E_{\text{п(кр)}} = \frac{4}{\pi\epsilon_\pi} \cdot \frac{Q_{\text{по}}}{d_\pi^2}. \quad (13)$$

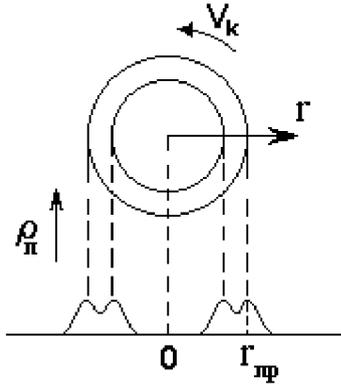


Рис. 2: Вихревая модель протона. V_k - кольцевая скорость вихря.

Из этих соотношений следует

$$n_{\pi} = \frac{4 \varepsilon_0}{\pi \varepsilon_{\pi}} \cdot \frac{1}{d_{\pi}^3}. \quad (14)$$

Для оценки диэлектрической проницаемости (поляризуемости) внутренней (амерной) среды поляра рассмотрим связь между диэлектрической проницаемостью вакуумных сред и их плотностями, следующую из вихревой концепции строения частиц. Хотя эта вихревая концепция не является общепринятой, она дает аргументированные представления о структуре элементарных частиц.

По этой концепции протон представляется вихревым тороидом (рис.2)

Приравнивая механическую и электрическую энергии этой структуры

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_{эл.},$$

$$\mathcal{E}_m = \int_0^{\infty} \rho \cdot \frac{V^2}{2} dV =$$

$$= 2\pi \rho \cdot r_{\bullet p} \int_{r_{\bullet p}}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = 2\pi \rho \cdot V_k^2 r_{\bullet p},$$

где $v = v_k r_{\pi p}^2 / r^2$ - скорость внешней амерной среды, увлекаемой вращающимся кольцом амерного газа,

$$\mathcal{E}_{эл} = \frac{1}{8\pi \varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r_{\pi p}},$$

$$\rho_{\pi} (V_k S_{\pi p})^2 = \varepsilon_0 (e/\varepsilon_0)^2,$$

$$S_{\pi p} = 4\pi r_{\pi p}^2,$$

получаем

$$\rho_{\pi} \cong \varepsilon_0. \quad (15)$$

Из условия, что критическая поляризация поляра наступает одновременно с дираковской “поляризацией вакуума” (а это один и тот же процесс)

$$E_{\pi(кр)} = E_{д(кр)},$$

$$E_{\pi(кр)} = \frac{4}{\pi \varepsilon_{\pi}} \cdot \frac{Q_{\pi o}}{d_{\pi}^2}, \quad (16)$$

$$E_{д(кр)} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \cdot \frac{e}{(2r_o)^2}, \quad (17)$$

получаем

$$\varepsilon_{\pi} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q_{\pi o}}{e} \left(\frac{2r_o}{d_{\pi}} \right) \varepsilon_0 = 40 \varepsilon_0. \quad (18)$$

Тогда

$$n_{\pi} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\pi}} \cdot \frac{1}{d_{\pi}^3} \cong 3 \cdot 10^{61} \text{ м}^{-3}, \quad (19)$$

$$m_{\pi} = \rho_{\pi} / n_{\pi} \cong \varepsilon_0 / n_{\pi} \cong 3 \cdot 10^{-73} \text{ кг}.$$

Величину зарядов диполя поляра можно оценить через критическую напряженность электрического поля $E_{в(кр)}$, при которой диссоциируют поляры и формируются пары электрон-позитрон (явление “поляризации вакуума”). Получаем

$$E_{в(кр)} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_e} \cdot \frac{e}{(2r_o)^2} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_{\pi}} \cdot \frac{Q_{\pi o}}{d_{\pi}^2},$$

где ε_{π} , ε_e - диэлектрические проницаемости тела поляра и электрона соответственно.

При $\varepsilon_e = \varepsilon_{\pi}$ получаем

$$Q_{\pi o} = e \left(\frac{d_{\pi}}{2r_o} \right)^2 \cong 6 \cdot 10^{-32} \text{ Кл}. \quad (20)$$

Тогда

$$\omega_{\pi o} = (\mu_{1\pi} / m_{\pi})^{1/2} \cong 10^{40} \text{ рад/с}. \quad (21)$$

Через поля сжатия амерной компоненты космического газа (“звуковые” волны) осуществляется связь между полярами. О параметрах и свойствах амерной компоненты известно еще меньше, чем о полярной. Однако необходимые данные для обоснования и оценки параметров Р-волн можно получить. Необходимыми данными являются плотность амерной компоненты газа и скорость распространения волн сжатия в нем. Из условия равенства температур компонент космического газа

$$T_A = T_{\pi}$$

при условии, что к ним применимы соотношения для идеального газа, следует

$$m_{\pi} C^2 / 2 \geq k T_{\pi}, \quad T_{\pi} \cong 10^{-33} \text{ К}. \quad (22)$$

Амерная компонента космического газа является средой, обуславливающей взаимодействие между полярными и внутреннее взаимодействие между зарядами полярного диполя, поэтому

$$m_A \ll m_{\pi}, \quad n_A \gg n_{\pi}.$$

Тогда из равенства $m_A v_A^2 / 2 = k T_A$ следует

$$V_A \gg (2kT_A/m_{\pi})^{1/2} = C.$$

Оценки, следующие из динамики взаимодействия полярных с амерами, дают величину

$$V_{A(-c)} = V_{A(зв)} \approx 10^{60} \quad \text{м/с}. \quad (23)$$

3. Вакуумные поляризационные волны

Механизм возбуждения и распространения вакуумных Р-волн следующий.

Как выше показано, полярные - дипольные структуры и могут возбуждаться на собственных частотах.

Колебания полярных через возбуждаемые ими волны сжатия амерного газа (амерные "звуковые" волны) в свою очередь возбуждают колебания в соседних полярных. Возникает передача энергии от полярного к полярному - вакуумные поляризационные волны.

Тепловые скорости полярных, как частиц, обладающих электрическими зарядами, не могут превышать световые, а тепловые скорости амеров много больше скорости света. Поэтому при анализе механизма возбуждения и распространения Р-волн полярные относительно амерного газа можно считать покоящимися.

Скорости распространения Р-волн определяются инерционностью полярных диполей (время распространения полей связи между полярными много меньше постоянной времени полярного диполя), поэтому расстояние между полярными, без ущерба для конечных результатов, можно принять одинаковыми, равными средней длине их свободного пробега.

Тогда механизм Р-волн может быть рассмотрен на модели в виде цепочки связанных резонансных контуров. (рис.3).

Соответствующее этой модели уравнение Р-волн будет иметь вид

$$m_{\pi} q_n = -\mu_{1\pi} [q_n + k_{св} (q_{n-1} + q_{n+1})], \quad (24)$$

где q_n - плечо диполя n-го полярного,

$$\mu_{1\pi} = \frac{4}{\pi \varepsilon_{\pi}} \cdot \frac{Q_{\pi 0}^2}{d_{\pi}^3},$$

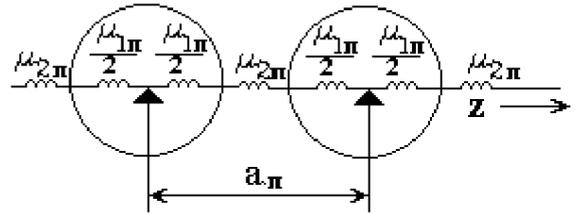


Рис. 3: Модель вакуумной среды, в которой распространяются Р-волны

(см. (5)), m_{π} - массы зарядов полярного диполя,

$$k_{св} = \mu_{2\pi} / \mu_{1\pi}.$$

При длине волны $\lambda \gg a_{\pi}$, переходя к континуальному описанию процессов распространения волн в цепочке, получаем

$$q_{n-1} + q_{n+1} \Rightarrow a_{\pi}^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} q(z) + 2q(z).$$

Тогда уравнение (24) преобразуется к виду

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_{\varepsilon n}^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0^2 \right) q(z, t) = 0, \quad (25)$$

$$V_{\varepsilon n}^2 = a_{\pi}^2 \omega_{\bullet 0}^2 k_{св}, \quad \mu_0^2 = 1 / (a_{\pi}^2 k_{св}).$$

Решениями уравнения (25) являются бегущие волны с законом дисперсии

$$\omega_k^2 = V_{\varepsilon T}^2 (\mu_0^2 + k^2), \quad (26)$$

где $k = 2\pi m / (a_{\pi} N)$, N - число атомов в цепочке, и с групповыми и фазовыми скоростями

$$V_{ГК} = V_{\varepsilon T} k / (\mu_0^2 + k^2)^{1/2}, \quad (27)$$

$$V_{ФК} = V_{\varepsilon T} / V_{ГК}. \quad (28)$$

Количественные оценки дают следующие результаты.

Частоты вакуумных Р-волн

$$\omega_k \cong \omega_{\pi 0} \approx 10^{40} \quad \text{рад/с}. \quad (29)$$

Групповые скорости вакуумных Р-волн имеют несколько компонент со значениями, кратными их минимальному значению

$$V_{Г(мин)} = V_{В(мин)} \cong V_{\varepsilon T} \cong a_{\pi} \omega_{\pi 0} \cong 10^{20} \quad \text{м/с}.$$

(для плоских волн $k_{св} \leq 1$).

Дело в том, что каждый полярный взаимодействует, кроме ближайших, еще и с дальними соседями. Поэтому максимальная групповая скорость Р-волн в вакууме равна

$$V_{В(макс)} \cong N a_{\pi} \omega_{\pi 0},$$

где N - определяется затуханием “звуковых” амперных волн

$$10^{20} \text{ м/с} \leq V_B \leq N \cdot 10^{20} \text{ м/с}. \quad (30)$$

Наряду с Р-волнами, скорости которых определяются соотношением (30), возбуждаются более “медленные” компоненты Р-волн, волнами связи в которых являются электромагнитные волны.

Для этих компонент время прохождения между соседними полярами

$$\Delta t = \frac{a_{\text{п}}}{C} + \frac{a_{\text{п}}}{V_B},$$

и соответственно

$$V_{\text{де}}^{\text{М}} = V_{\text{еМ}} = C / (1 + C/V_e). \quad (31)$$

Поскольку $V_B \gg C$, то $V_{\text{гв}}^{\text{М}} = V_{\text{вм}} \approx C$.

Назовем эти компоненты медленными, а компоненты, скорости которых определяются соотношением (30), - быстрыми, и будем обозначать

$$V_B = V_{\text{вб}}. \quad (32)$$

Отметим также, что быстрые компоненты по поляризации электрической составляющей их полей являются продольными, а медленные - поперечными.

4. Обсуждение полученных результатов и выводы

Установление материальности “свободного” пространства (эфира) и его электрической поляризуемости надо считать началом новой физики. Все другие результаты являются следствием этого нового открытия.

Установление факта существования частиц с зарядом меньше заряда электрона (поляров) - второй фундаментальный вывод.

Поляры могут являться теми структурными единицами систем биологической информации, которые переносят информацию при делении клетки.

Теоретически и практически важным следствием является открытие нового энергоинформационного носителя - поляризационных волн (Р-волн). Уникальные свойства этих волн (очень высокие частоты, сверхсветовые скорости, большая проникающая способность) позволяют считать их вероятными носителями психофизической информации.

Литература

- [1] Колпаков Н. Д. Поляризационные волны. //Радиотехника. - Вып. 101, - Харьков. - 1997. - С.53-62.
- [2] Ацкоковский В. А. Общая эфиродинамика. М.: Энергоиздат.-1990.- 259с.
- [3] Пьёркен Дж.Д., Дрелл С. А. Релятивистская теория. Т.1. -М.: Наука. -1978. -161 с.
- [4] Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. Собрание научных трудов.- Т.1.- М.: Мир.- 1965.- С.8 - 36.
- [5] Козырев Н. А., Насонов В. В. О некоторых свойствах времени, обнаруженных посредством астрономических наблюдений.// Проявление космических факторов на Земле и звездах. М.: Изд-во Всесоюзного геодезического общества АН СССР.- 1980.- Вып. 14.- 188 с.
- [6] Лаврентьев М. М., Еванова Н. А., Луцет М. К., Фоминых С. Ф. О дистанционном воздействии звезд на резистор.// ДАН СССР. -1990.- Т.314.- Вып. 2. - С. 352-355.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ ВСЕЛЕННОЙ И СКОРОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВОЛН

В.В. Балыбердин,^{1†} Н.А. Жук,^{2‡}

† Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники, АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации”,

‡ АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации”, г. Харьков, Украина

30 октября 1998 г.

1. Введение.

Открытия гравитационной вязкости, геодезической кривизны Вселенной, экранирующих свойств материи, поляризационных волн, двухкомпонентности физического вакуума (эфира) не требуют специального подтверждения, так как именно из их существования следуют те свойства Вселенной, которые мы наблюдаем (инерция материальных тел, численное равенство инертной и гравитационной масс, дефект масс, электромагнитные волны и т. д.).

Однако необходимость проверки правильности некоторых теоретических выводов, уточнения моделей физических явлений и, в особенности, определения давно ожидаемых численных характеристик (например, средней плотности Вселенной, скорости поляризационных волн) требуют постановки экспериментов. Ещё более необходимы экспериментальные исследования в процессе разработки технологий и создании устройств, базирующихся на новых открытиях.

2. Постановка фундаментального эксперимента в космологии.

Зависимость частоты света от пройденного расстояния в соответствии с законом

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{r}{R_0}} \quad (1)$$

¹e-mail: zhuck@insurance.kharkov.ua

²e-mail:

ставит на повестку дня вопрос о постановке фундаментального эксперимента, способного даже скептикам доказать, что же представляет собой сдвиг спектров излучения других галактик на самом деле: результат расширения Вселенной или результат потери энергии света за счет глобального взаимодействия этого излучения со всеми массами Вселенной.

Сама по себе регистрация сдвига спектра излучения при прохождении контрольного расстояния мало что даст тем, кто уже достаточно ясно осознал механизм взаимодействия материальных тел и физических полей со Вселенной. Однако численные характеристики результатов этого эксперимента должны ответить на другой, не менее важный вопрос: какова средняя плотность Вселенной (это проблема № 1 в космологии). Ведь именно эта величина входит практически во все формулы, которые носят не только познавательный характер, но и будут использоваться на практике при более точном определении параметров движения как естественных, так и искусственных небесных тел.

Идея эксперимента, казалось бы, и не сложная, если бы не огромная величина радиуса гравитационных взаимодействий

$$R_0 = \sqrt{\frac{3c^2}{4\pi G\rho_0}}. \quad (2)$$

На сегодняшний день она оценивается величиной порядка 10^{26} м или 20 млрд. световых лет. При таком радиусе и контрольное расстояние должно быть очень большим, чтобы можно было зафиксировать хоть какое-то изменение частоты света.

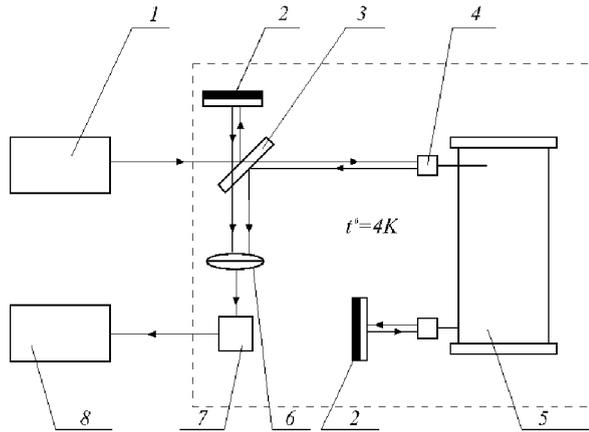


Рис. 1: Схема экспериментальной установки № 1

Пусть даже не частоты света, а его фазы. При этом требуется высочайшая стабильность величины самого контрольного расстояния, чтобы не было искажения полученного результата. Таким образом, если смотреть с этой стороны, то оказывается, что и увеличивать-то контрольное расстояние до большой величины нельзя. Следовательно, для получения рабочей формулы экспериментальной установки можно воспользоваться линейным приближением закона распространения света (1). Подставив в него выражение для радиуса гравитационных взаимодействий (2), и выразив разность частот через период биений T_φ , приходим к рабочей формуле (3) для определения средней плотности Вселенной:

$$\rho_0 = \frac{3c^2}{4\pi G} \cdot \frac{1}{T_\varphi^2 \nu_0^2 r^2} \quad (3)$$

Принцип действия установки сводится к следующему. Излучение квантового генератора непрерывного действия 1 (см. рис. 1) разделяется полупрозрачным зеркалом 3 на два потока. Один поток, отразившись от плоского зеркала 2 и пройдя через собирательную линзу 6, сразу попадает на фоторезистор 7. Второй поток попадает в световодное волокно 4, намотанное для удобства экспериментатора на катушку 5, проходит через него, отражается от второго плоского зеркала 2, повторно проходит по волокну в обратном направлении, отражается от полупрозрачного зеркала 3, проходит через собирательную линзу 6 и также попадает на фоторезистор 7. Такая конструкция установки позволяет в два раза сократить длину волокна по сравнению с однократным прохождением света по нему.

В зависимости от соотношения длин путей, пройденных обоими световыми потоками, на фоторезисторе их амплитуды будут складываться или вычитаться, т. е. суммарный поток будет ослаблен или усилен. Этот суммарный поток преобразуется фоторезистором в электрический сигнал и далее фикси-

руется в усилительно-регистрирующем устройстве 8. Иными словами, указанным устройством должно фиксироваться изменение разности фаз двух световых потоков.

Рассмотрим, каким требованиям должны удовлетворять основные параметры установки. Если относительную точность стабилизации фазы генератора за время распространения света по волокну обозначить через δ_φ , то потребная относительная точность стабилизации частоты квантового генератора должна быть равна величине

$$\delta_\nu = \delta_\varphi \frac{\lambda_0}{2l}, \quad (4)$$

где λ_0 - длина волны излученного им света, а $l = r/2$ - длина световода.

Например, при длине волны генератора $6,3 \cdot 10^{-7}$ м и длине световода в 500 км период биений будет составлять 2 - 4 дня. Если длину световода уменьшить в 10 раз, то период биений увеличится во столько же раз. Значит, время эксперимента тоже увеличится. Но при этом при 10% точности стабилизации фазы генератора в первом случае требуется стабильность его частоты $6,3 \cdot 10^{-14}$ в относительных величинах, а во втором - только $6,3 \cdot 10^{-13}$ т. е. в десять раз меньше (а это немаловажное обстоятельство!).

Таким образом, к установке предъявляются весьма противоречивые требования. Сюда следует добавить еще и температурные удлинения световодного волокна (а для однозначного результата эксперимента требуется, чтобы такие удлинения не превышали нескольких десятых длины волны генератора). Следовательно, катушку со световодным волокном целесообразно разместить в термостате. Лучше, если это будет гелиевая ванна при температуре кипения гелия 4К, поскольку при очень низкой температуре уменьшается почти до нуля и коэффициент линейного расширения волокна. В термостат не мешает поместить и фоторезистор, чтобы повысить его разрешающую способность. В целом же всю экспериментальную установку целесообразно разместить в заброшенной шахте, чтобы максимально исключить влияние внешних факторов на результат эксперимента.

Немаловажное значение имеют и свойства волоконного световода, в частности, оптические потери, обусловленные поглощением и рассеянием света. Ещё в 70-х годах были созданы волоконные световоды, имеющие затухание сигнала порядка 1дБ/км. Материалом таких волокон служит кварцевое стекло. А необходимые различия показателей преломления сердцевины и оболочки достигают легированием стекла (бором, германием, фосфором). Минимально возможные потери в таких световодах составляют 0,2дБ/км. Имеются материалы, такие, например, как халькогенидные и флюоридные стёкла, а также щёлочно-галлоидные кристаллы, в которых

оптические потери могут быть снижены до 0,1 и даже до 0,001дБ/км [1].

В любом случае, материал оптического волокна должен иметь как можно меньшие оптические потери, а с другой стороны - обеспечивать минимальную стоимость проведения эксперимента. По предварительным расчётам стоимость эксперимента оценивается в 100 тыс. долларов США.

3. Экспериментальное определение скорости поляризационных волн.

Для вышеописанного эксперимента определяющим параметром является величина радиуса гравитационных взаимодействий, которая чрезвычайно велика. Аналогично при определении скорости поляризационных волн чрезвычайно большой величиной является сама скорость этих волн, которая по предварительным оценкам составляет 10^{20} м/с, т. е. на 12 порядков больше, чем скорость света. На этой скорости даже расстояние от ближайшей к нам звезды до нас поляризационные волны преодолевают за 10^{-4} (одну десятитысячную) долю секунды.

Следует отметить, что поляризационные волны могут образовываться в различной среде, т. е. носителем этих волн могут быть как атомы вещества (тогда их можно называть вещественными поляризационными волнами), так и в "свободном" пространстве, называемом когда-то эфиром, а теперь - физическим вакуумом (тогда их следует назвать вакуумными поляризационными волнами). Вещественные поляризационные волны уже достаточно хорошо изучены и применяются на практике. Проводились эксперименты как по генерированию и регистрации этих волн, так и по определению их скорости. Схема экспериментальной установки описана в [2] и не нуждается в повторном рассмотрении. Можно лишь отметить, что эксперименты подтвердили теоретическое обоснование и параметры этих волн в веществе.

Другое дело - вакуумные поляризационные волны. Они распространяются в межатомном пространстве, которое заполнено некой материальной средой, а не пустотой, как считалось ранее на основе идей общей теории относительности Эйнштейна. Профессором Колпаковым доказана двухкомпонентность физического вакуума, состоящего из электрически поляризуемых частиц - поляров и нейтральных частиц - амеров, массы которых на десятки порядков меньше массы электронов [3]. Так вот, особенностью вакуумных поляризационных волн является не только их большая скорость, но и огромная проникающая способность.

Поэтому, на первый взгляд казалось бы, что ранее упоминавшаяся схема эксперимента для определения средней плотности Вселенной путём реги-

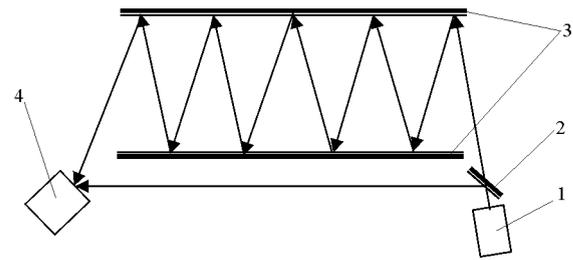


Рис. 2: Схема экспериментальной установки № 2

страции сдвига частоты света при прохождении контрольного расстояния по световодному волокну как нельзя лучше подходит и для определения скорости вакуумных поляризационных волн. Но высочайшая проникающая способность этих волн, невозможность их фокусировки с помощью оптических линз без дополнительных исследований ставит под сомнение возможность их прохождения по изогнутому волокну.

Для постановки эксперимента по подобному способу больше подойдет образование контрольного расстояния с помощью двух зеркал и многократное прохождение этого расстояния поляризационной волной, как показано на рис. 2.

Схема установки состоит из генератора поляризационных волн 1, полупрозрачного для этих волн зеркала 2, двух параллельных зеркал 3 и регистрирующего устройства 4. Таким образом, для поляризационной волны образуется два пути: один - прямой, короткий, а второй - длинный, по линии задержки, образованной параллельными зеркалами. При включении генератора волн или при посылке короткого импульса регистрирующее устройство зафиксирует разность времени прихода двух фронтов волн или двух импульсов, после чего и вычисляется скорость их распространения.

Трудности в этой установке связаны с пока не установленными характеристиками диаграмм направленности устройств, излучающих поляризационные волны, и опять же с большой скоростью этих волн. Так, даже при длине хода луча в 1000 км время его распространения будет составлять всего 10^{-14} с, что весьма проблематично для точной регистрации.

Данная установка могла бы быть использована также и для регистрации сдвига частот света с последующим вычислением средней плотности Вселенной, однако подобный эксперимент, как было сказано ранее, предполагает длительное его проведение, а в течение длительного времени обеспечить стабильность параметров механической системы с такими размерами также весьма проблематично.

Другим способом оценки (оценки, а не точного

определения) скорости поляризационных волн является использование эффекта Козырева. Как известно, ещё в 70-х пулковский астрофизик Н. А. Козырев обнаружил, что одни и те же звёзды наблюдаются под разными углами, если их наблюдать в телескоп обычным способом и с помощью телескопа, апертура которого закрыта алюминиевым экраном [4, 5, 6].

В первом случае информацию о звёздах несут электромагнитные волны, распространяющиеся со скоростью 300 тыс. км/с. Следовательно, мы с их помощью можем наблюдать только далёкое прошлое звёзд, а не их истинное положение в настоящем. Напротив, если информацию о звёздах несут вакуумные поляризационные волны, скорость которых на 12 порядков больше скорости света, то мы должны наблюдать практически их теперешние положения. Определяя углы между прошлыми и теперешними положениями звёзд, можно рассчитать скорость поляризационных волн. Однако Козырев дал совершенно другую интерпретацию результатам эксперимента.

Значительно позже эксперимент был повторен в Институте математики Сибирского отделения АН СССР академиком М. М. Лаврентьевым. Эффект Козырева подтвердился [7]. В дальнейшем (в 1991 г.) исследования повторяли в Главной астрономической обсерватории АН Украины (г. Киев) и в Крымской астрофизической обсерватории (п. Научный) с одной и той же приёмно-регистрирующей аппаратурой. Эффект Козырева снова подтвердился [8].

При анализе всех этих результатов вызывает удивление тот факт, что никому из экспериментаторов и в голову не пришло провести подобное наблюдение Солнца. Учитывая время распространения света порядка 8 минут и угловое вращение Земли, мы наблюдаем Солнце на $2,25^{\circ}$ позади его истинного положения, которое, в свою очередь, можно определить с помощью значительно более быстрых поляризационных волн.

Такой эксперимент не позволяет точно определить скорость поляризационных волн - опять же из-за её большого значения и погрешностей в определении угловых величин. Но он позволяет зафиксировать тот факт, что она не менее чем в несколько десятков раз превышает скорость света. А это был бы немаловажный аргумент в пользу того, что нам уже давно пора перестать обращать внимание на авторитеты и не приписывать скорости света большего значения, чем она того заслуживает.

Но наиболее тонкий и интересный эксперимент можно провести, используя эффект абберации поляризационных волн, излучаемых звёздами. Однако для этого требуется уже специальный телескоп, работающий именно на этих волнах.

Литература

- [1] Физический энциклопедический словарь. - М.: Советская энциклопедия, 1984, с. 665.2. Колпаков Н. Д. Поляризационные волны. // Радиотехника, № 101, 1997, с. 53-62.
- [2] Колпаков Н. Д. Поляризационные волны - новый энергоинформационный носитель. // Радиотехника и информатика, № 1, 1997, с. 30-33.
- [3] Козырев Н. А. Астрономические наблюдения посредством физических свойств времени. В кн. Вспыхивающие звёзды. - Ереван: АН Арм. ССР, 1977, с. 209-226.
- [4] Козырев Н. А., Насонов В. В. О некоторых свойствах времени, обнаруженных посредством астрономических наблюдений. // Проявление космических факторов на Земле и звездах. М.: Изд-во Всесоюзного геодезического общества АН СССР.- 1980.- Вып. 14.- 188 с.
- [5] Козырев Н. А., Насонов В. В. О некоторых свойствах времени, обнаруженных астрономическими наблюдениями. // сер.: Проблемы исследования Вселенной. - 1980, вып. 9, с. 76-84.
- [6] Лаврентьев М. М., Гусев В. А., Еганова И. А. и др. О дистанционном воздействии звёзд на резистор. // Доклады АН СССР, т. 314, № 2, с. 352-354.
- [7] Акимов А. Е., Ковальчук Г. У., Медведев В. Г. и др. Предварительные результаты наблюдений неба по методике Н. А. Козырева. - Киев: ГАО АН Украины, 1992, 18 с.

СЛИЯНИЕ ГАЛАКТИК КАК ПРИЧИНА ФЕНОМЕНА КВАЗАРОВ

В.М. Конторович¹

Институт радиоастрономии НАН Украины, Краснознаменная, 4, 61002 Харьков, Украина

30 октября 1998 г.

Рассмотрены распределения по массам и моментам, устанавливающиеся в результате слияний галактик. Обсуждается взрывной характер эволюции при слияниях, формирование за счет слияний различных морфологических типов, возникновение активности галактических ядер. Объясняется как рост числа ярких квазаров при удалении в прошлое, так и резкий спад их числа на критическом значении z_{cr} .

1. Введение

Долгое время считалось, что после своего образования в результате развития гравитационной неустойчивости (из газового протогалактического облака), галактики эволюционируют сугубо индивидуально. Такая точка зрения, казалось бы, подтверждалась как "разбеганием" галактик в расширяющейся Вселенной, так и простейшими газокинетическими оценками, согласно которым вероятность столкновения ("типичных", "средних") галактик за Хаббловское время пренебрежимо мала – порядка 10^{-4} . В том, что эта оценка занижена, легко убедиться, разделив число (пекулярных, взаимодействующих) объектов в каталоге Воронцова-Вельяминова и (или) Арпа и Мадоре – несколько сот – на число объектов в каталоге Дрейера (NGC) – десяток тысяч. Тот же результат (10^{-2}) мы получим, подсчитав долю пекулярных галактик в каталоге Вокулера и др. (RC3). Еще существенней роль слияний в более плотной Вселенной на больших красных смещениях. Объяснение связано с неоднородной, клочковатой (возможно, фрактальной) структурой Вселенной и недооценкой как числа маломассивных галактик, так и возможной скорости слияний. Большинство галактик и сейчас находятся в (малых) группах, в том числе, входящих в неполностью вириализованные скопления, а в прошлом находились в них в еще большем числе. Отметим, что при существенной роли слияний, уменьшающих число галактик, вообще говоря, исчезает принципиальная разница между скоплением, группой и полем.

Наблюдательные данные последних двух десятилетий, в особенности, данные космического телескопа Хаббла и крупнейших наземных телескопов,

дают убедительные доказательства определяющей роли слияний в современной космогонии галактик. Выход обзоров Кенникута, Швейцера и Барнса [22], посвященного взаимодействию и слиянию галактик и вызванному им индуцированному звездообразованию (около 1000 ссылок и более 200 иллюстраций!) позволяет опустить описание наблюдательных аргументов в пользу слияний и соответствующей библиографии.

Корреляция между активностью галактик и их взаимодействием и слияниями также является сейчас уже хорошо установленным наблюдательным фактом [18, 25]. С одной стороны, малая концентрация квазаров, радиогалактик позволяет возникать им даже за счет очень редких соударений или слияний. С другой — активные галактики могут играть роль удобного маркера при исследовании вопроса о слияниях. Примером может служить обрыв в распределении квазаров [37, 38, 35] при $z_{cr} \sim 2 - 3$, который может означать момент "сборки" массивных галактик из менее массивных блоков, соответствующий "взрывной" эволюции, свойственной процессу слияния галактик. На этом мы остановимся более подробно. И покажем, что модель слияний естественно объясняет как рост числа ярких квазаров в прошлое, так и резкий спад их числа на критическом значении z_{cr} .

2. Вероятность слияния галактик

Поскольку за неупругость столкновения, приводящую к слиянию, ответственны быстро убывающие приливные силы в бесстолкновительной звездной подсистеме галактик, для слияния необходимо их тесное сближение (вплоть до перекрытия). При большой относительной скорости галактики прой-

¹e-mail: vkont@ira.kharkov.ua

дут друг сквозь друга даже при полном пересечении.

Из численных экспериментов следуют условия слияния для скорости при сближении v и прицельного параметра p (R — сумма радиусов на уровне половинной массы):

$$[(v/av_g)^2 + (p/bR)^2] \leq 1,$$

где коэффициент a близок к единице, а b варьирует в зависимости от наличия моментов и их взаимной ориентации в пределах порядка возле единицы согласно данным Аарсета и Фолла, Фаруки и Шапиро и других авторов. Критерий чувствителен к распределению вещества в галактиках. Для сферических галактик равных масс импульсное приближение приводит к аналитическому критерию слияния Тримэйна. Обсуждение ряда деталей и ограничений можно найти в монографиях Горбачко и Саслау и цитируемых в них источников.

Используя эти данные, сечение слияния можно представить в виде

$$\sigma = \pi(R_1 + R_2)^2(1 + \gamma)\varphi(\gamma), \quad (1)$$

где

$$\gamma \equiv v_g^2/v^2$$

— параметр фокусировки, а $\varphi(\gamma) \rightarrow 1$ при $\gamma \rightarrow \infty$; $\varphi(\gamma) \rightarrow 0$ при $\gamma \rightarrow 0$. Простейший вариант критерия слияния, которым будем пользоваться в приводимых примерах, таков (влиянием собственных моментов будем пренебрегать): 1) минимальное расстояние между сталкивающимися галактиками меньше суммы их радиусов ($R_1 + R_2$); 2) относительная скорость на бесконечности меньше скорости убегания v_g . Последнее соответствует выбору функции φ в сечении в виде ступеньки, что соответствует убыванию φ быстрее, чем γ^{-2} . Это приводит к следующему выражению для коэффициента коагуляции $U \equiv \overline{\sigma v}$, где черта означает усреднение по скоростям:

$$U = \begin{cases} c_{1+\beta}(M_1 + M_2)(M_1^\beta + M_2^\beta), & (a) \\ c_2(M_1 + M_2)^2, & (б) \end{cases} \quad (2)$$

a — большие массы, $б$ — малые массы.

Здесь радиус галактики R связан с массой M соотношением $R = CM^\beta$ ($\beta = 1/3$ соответствует постоянной плотности, $\beta = 1/2$ — наблюдаемым законам Фабера—Джексона и Талли—Фишера);

$$c_2 = (9/2)(3\pi)^{1/2}G^2/v_{\text{rms}}^3,$$

$$c_{1+\beta} = 2(3\pi)^{1/2}CG/v_{\text{rms}}.$$

Для функции $U(M_1, M_2)$ удобно ввести ее степень однородности u и показатели $u_{1,2}$, описывающие ее асимптотики при сильно отличающихся массах:

$$U \propto M_1^{u_1} M_2^{u_2}, \quad M_1 \ll M_2, \quad u_1 + u_2 = u.$$

Очевидно, для (2)

$$u_1 = 0, u_2 = u = 2 \text{ для } M \ll M_b \quad \text{и}$$

$$1 + \beta \text{ для } M \gg M_b,$$

где

$$M_b \sim (Cv_{\text{rms}}^2/G)^{1/(1-\beta)}$$

разделяет области больших и малых масс. Заметим, что именно параметры $u_{1,2}$ (то есть асимптотики U) определяют асимптотики источника $I(L)$ в уравнении для функции светимости (ФС) квазаров (см. ниже).

Поскольку скрытая масса (темное вещество), также бесстолкновительна, в простейших схемах, по-видимому, можно не отделять темную материю от светящейся, если считать гало индивидуализированными для галактик. Если массивные галактики преимущественно образуются в результате слияния менее массивных, то этот процесс, несомненно, отражает их распределение по массам — функция масс (ФМ). Вычислить такую функцию можно, например, если ограничиться парными слияниями,¹ решив описывающее её кинетическое уравнение Смолуховского (УС):

$$\frac{\partial f(M, t)}{\partial t} = \int dM_1 dM_2.$$

$$[U_{12} \delta_M f_1 f_2 - \text{cycle} - \text{bicycle}] \quad (3)$$

Здесь $f_1 \equiv f(M_1, t)$ и так далее, $\delta_M \equiv \delta(M - M_1 - M_2)$ — дираковская δ -функция, выражающая закон сохранения массы при слияниях. Аналогично, в случае обобщенного УС (см. ниже) мы будем считать выполняющимся закон сохранения момента. Эти условия отнюдь не очевидны, но с удовлетворительной точностью подтверждаются численными экспериментами. Особого рассмотрения требует случай малых масс в (2) (больших относительных скоростей) реализующихся, например, в центральных областях скоплений. Столкновения без слияний в этом пределе (сечение $\sigma = \pi R^2$) происходят значительно чаще, чем со слиянием. Поэтому важно знать, каково влияние этих более частых взаимодействий. В частности, сколь велики потери массы $\delta M/M$ при гиперболических соударениях. Различные приближения дают различные оценки

¹Выход за эти рамки требует использования значительно более изощренного математического аппарата, который применительно к интересующему нас кругу задач еще только разбивается (ср. [12]). В то же время, как хорошо известно, кинетические уравнения хорошо описывают ситуацию и шире формальных рамок применимости. Отметим, что между подходом Пресса и Шехтера, использующим ренорм-групповую перенормировку масштаба, и кинетическим подходом также имеется связь. С точки зрения кинетики, в этом подходе описывается результат многих слияний ближайших соседей с вероятностью не зависящей от масс.

для $\delta M/M$ и даже числа параметров, ее определяющих (см. ссылки в [30]). Параметр неупругости $\delta E/E \propto v_g^2/v^2$ при близких к лобовым соударениях и $(v_g^2/v^2)^{\frac{5}{2}}$ для далеких. Если $\delta M/M$ возникает в том же порядке теории возмущений, то и потери массы при этом могут быть весьма значительны, но быстро убывают с ростом скорости. Если же $\delta M/M$ возникает в следующих порядках, что нам кажется более вероятным, то пренебрежение потерей массы вполне допустимо.

3. "Взрывная" эволюция галактик

В случае галактик весьма существенной оказывается зависимость U от масс, которая приводит, в частности, к взрывной эволюции ФМ. Стокмайером было открыто, а затем последовательно переоткрывалось в других областях физики (см. ссылки в [1, 27]) необычное поведение решения УС в случае, когда вероятность слияния растет быстрее первой степени массы (так звучит это условие в удобных для нас терминах): $u > 1$. В этом случае в системе происходит нечто близкое к фазовому переходу: за конечное время (t_{cr}) устанавливается квазистепенное $\Phi \propto M^{-\alpha}$ распределение вплоть до формально бесконечных масс ("взрывная" эволюция). При этом в системе N_0 галактик с массами M_0 $t_{cr} = \xi_u/(c_u N_0 M_0)$ [1], где $\xi_u = 0.002, 0.26, 0.1$ соответственно для $u = 2, 4/3, 3/2$ [28]. Достаточно подробное исследование взрывной эволюции в связи с образованием сD-галактик в группах, эпохой рождения квазаров, эффектом Бутчера -Эмлера и т.п. было проведено в работах римской и харьковской групп [11, 3, 28, 13]. Появление при этом относительно крутой промежуточной асимптотики ($\alpha \approx 2$) легко может быть понято из следующих аргументов. Оба полученные значения для индексов ($\alpha \approx 1.9$ для $u = 4/3$ и $\alpha \approx 2.1$ для $u = 3/2$) находятся между $(u+2)/2$ и $(u+3)/2$. ФМ с $\alpha = (u+3)/2$ соответствует постоянному потоку массы вдоль спектра до бесконечности, то есть к сD-галактике в нашем случае. (Решения с постоянным потоком сохраняющейся величины аналогично колмогоровским спектрам в теории слабой турбулентности.) Однако, благодаря нелокальности распределений с $|u_2 - u_1| > 1$ (расходимость интеграла в УС на степенном распределении) такое решение не реализуется точно в обоих наших случаях. Нелокальность приводит к существенной роли взаимодействий между галактиками малых и больших масс. При этом число массивных галактик приблизительно сохраняется и постоянный поток их числа по спектру соответствует $(u+2)/2$. Так как ни один из этих предельных случаев не реализуется в точности индекс расположен между этими значениями: $1.67 < \alpha \approx 1.9 < 2.17$ ($u = 4/3$), $1.75 < \alpha \approx 2.1 < 2.25$ ($u = 3/2$) и весь

ма близок к их среднему арифметическому значению (как можно видеть из численного решения УС). Мы ограничились здесь обсуждением случая больших масс. При малых массах нелокальность еще существенней. В этом случае естественной является попытка перехода к дифференциальному уравнению от интегрального, что и было предпринято в [3].

Интерес к распределению по моментам определяется формированием различных морфологических типов при слияниях, но этим не ограничивается: слияния приводят к возникновению активности галактических ядер. Один из способов описания этого грандиозного феномена, включающего радиогалактики и квазары, состоит в учете компенсации момента при слиянии (см. следующий раздел).

Найти распределение по моментам, устанавливающееся в результате слияний галактик, можно найти, решив обобщенное уравнение Смолуховского [2]:

$$\frac{\partial f(M, \mathbf{S}, t)}{\partial t} = \int d1 d2 [W_{M|M_1 M_2} f_1 f_2 - \text{cycle} - \text{bicycle}], \quad (4)$$

$$d1 = dM_1 d\mathbf{S}_1, \quad f_1 = f(M_1, \mathbf{S}_1; t),$$

$$W_{M|M_1 M_2} = U(M_1, M_2) \delta.$$

$$(M - M_1 - M_2) \delta(\mathbf{S} - \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2)$$

Аналитически это возможно сделать лишь при весьма упрощающих допущениях.² Отказавшись от них, приходится прибегать к численным методам, в частности, к моделированию с помощью метода Монте-Карло [11, 28]. Через некоторое время в системе сливающихся галактик происходит аналог фазового перехода. Система разделяется на две фазы: гигантскую галактику, в которой заключена макроскопическая часть массы [11] и много мелких галактик (в случае $\beta = 1/2$ этот переход виден лучше (см. рис. в [28]), чем для $\beta = 1/3$, что связано с большим значением u). Возникающую гигантскую галактику можно отождествить с реальными сD-галактиками в центрах групп и скоплений. Среди мелких большинство составляют галактики, ни разу не испытавшие слияния. Функция масс, полученная в результате численного моделирования, находится в хорошем согласии с функцией, полученной прямым решением уравнения Смолуховского [11, 28]. Вследствие значительного вклада слияний между относительно небольшим числом появляющихся массивных галактик и маломассивными галактиками время t_{cr} , соответствующее "фазовому переходу", существенно меньше характерного времени $(\sigma v n)^{-1}$, где σ — сечение слияния для типичных галактик,

²В частности, в т. н. анизотропной модели $f(M, \mathbf{S})$ факторизовано и имеет вид произведения ФМ на острую (типа дельта функции) функцию от моментов [20].

n — концентрация таких галактик, v — средняя скорость. Возможно сопоставление этого процесса с эффектом Бутчера-Эмлера в скоплениях (изменением цвета, по-видимому, отражающему изменение морфологии в относительно узком интервале красных смещений [16]; впрочем, возможны объяснения этого эффекта, не прибегающие к идее слияний), а также с наблюдаемым укрупнением функции светимости на слабом конце ФС галактик в скоплениях и поле (см., например, [31]).

4. Активность и слияния

Хотя идея взаимодействия, а тем более, слияния галактик, как одного из основных факторов их эволюции, наталкивалась на многочисленные возражения (см., например, список наиболее нетривиальных в [22]), за последние годы произошло изменение во взглядах значительного числа исследователей на происхождение АГЯ (см. ссылки в [25] и ниже). Ответственность за активность возлагается на слияния галактик.

Согласно практически общепринятым представлениям АГЯ представляют собой весьма сложно устроенную аккрецирующую систему вокруг сверхмассивной черной дыры, находящейся в центре хозяйской галактики [9]. (Упомянем аккреционный диск, затеняющий тор или толстый диск, по оси которого направлен радиовыброс в случае радиогромких объектов, систему быстро летящих облаков, формирующих широкие, а на больших расстояниях — уже за тором — узкие оптические эмиссионные линии и т.п.) Хотя в силу чрезвычайной эффективности энерговыделения при аккреции для питания большинства АГЯ достаточно "внутренних ресурсов", они, по не вполне понятным причинам, не обеспечивают необходимую поставку топлива. Утвердившаяся идея универсальности (унифицированная модель) позволяет упоминать только квазары, имея ввиду и другие типы АГЯ (так, в радиогалактиках за затеняющим тором, скорее всего, также находится мини-квазар). Данные последних двух декад, в особенности, данные космического телескопа Хаббла, убедительно свидетельствуют в пользу того, что взаимодействие галактик и, в первую очередь, их слияния (это непосредственно подтверждается наблюдением хозяйских галактик ближайших квазаров [7]) ответственны за феномен активности, поставляя необходимое для аккреции вещество. Процесс слияний может носить взрывной характер (см. выше) и "эпоха квазаров" может соответствовать эпохе сборки массивных галактик из строительных блоков (карликовых галактик). Подобная "сборка" галактик действительно наблюдается с помощью телескопа Хаббла на красных смещениях порядка 2-3 ([15, 34, 32]). Это позволяет естественно объяснить

как быстрое убывание числа квазаров от прошлого к настоящему, так и известный обрыв в их распределении на больших красных смещениях, сделать выводы о виде и эволюции их функции светимости ([4, 6, 14]) и т.п. Радиогромкие квазары в модели слияний естественно связываются с вращением черной дыры, которое инициируется либо недавним "сильным" слиянием с галактикой сравнимой массы ([39]), либо относительно небольшим количеством "слабых" слияний массивной галактики с карликами ([33]). Местонахождение удаленных квазаров в скоплениях, более близких — в группах — способствует слияниям [23]. Наиболее экзотический и революционный вариант модели — возможность слияния галактики (или облака МГС) с "голой" массивной черной дырой ([17]).

Модели активности, использующие законы сохранения масс и моментов и идею компенсации момента для возникновения аккреции на центр и, соответственно, активности (см. ссылки в [6]), приводят к достаточно разумным результатам. Количество активных галактик, появляющихся в единицу времени в единичном интервале светимостей, очевидно, определяется выражением:

$$I(L) = \int f(M_1, \mathbf{S}_1) f(M_2, \mathbf{S}_2) U(M_1, M_2) F(\mathbf{J}) \times$$

$$\delta(L - L(M_1, M_2, \mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2, \mathbf{J})) dM_1 dM_2 d^3 S_1 d^3 S_2 d^3 J,$$

Здесь $f(M, \mathbf{S})$ — функция распределения галактик по массам и моментам импульса; $U(M_1, M_2)$ — величина, характеризующая вероятность слияния галактик с массами M_1 и M_2 (вообще говоря, U зависит не только от масс, но и от моментов); $F(\mathbf{J})$ — функция распределения орбитального момента. Вид функции L определяется механизмом выделения энергии. Таким образом, зная его и задав $f(M, \mathbf{S})$, можно найти скорость возникновения активных объектов, как функцию от их светимости $I(L)$. Если светимость активного объекта, возникающего в результате слияния определяется избыточной "дисковой" массой $\Delta m \equiv m_1 + m_2 - m$, потерявшей момент и получившей возможность падать на центр ³ (индексы 1, 2 относятся к сливающимся галактикам, m без индекса — к результату слияния, масса диска $m = S/\sqrt{GM R}$, где S — момент импульса, M — масса, R — радиус галактики), то

$$L = B \cdot \Delta m, \quad \text{где} \quad B = \epsilon \eta c^2 t_{\text{ac}}^{-1} \quad (5)$$

³Возможность падения вещества на центр при слиянии галактик подтверждается численными экспериментами (см., например, [19]). Возникающая при слиянии сильная спиральная ударная волна тормозит газ, который спускается до радиуса, соответствующего его уменьшенной кеплеровской скорости. По-видимому, таков основной механизм, приводящий к существенным радиальным движениям в процессе слияний.

(соотношение ”избыточная масса – светимость”). Здесь $\varepsilon \sim 0.1$ — эффективность аккреции, η — доля Δm , попадающая на черную дыру (ЧД) в центре галактики, t_{acc} — время аккреции. В простейшей модели [2]

$$\Delta m = \tilde{K}[M_1^\lambda + M_2^\lambda - (M_1 + M_2)^\lambda], \quad (6)$$

где при зависимости радиуса галактики от ее массы вида $R \propto M^\beta$ параметр λ равен $(1 - \beta)/2$. Для законов Фабера — Джексона и Талли — Фишера ($L_g \propto v^4$), используя теорему вириала и считая светимость галактики $L_g \propto M$, получаем $\beta = 1/2$, $\lambda = 1/4$.

Если $B\Delta m$ превышает эддингтоновскую светимость (ЭС) L_{Edd} , то аккреция будет ограничиваться. Учет ЭС вводит в теорию новый параметр — массу ЧД M_{H} , причем возможна ее корреляция с массой хозяйской галактики [36, 4]. Предполагая факторизацию совместного распределения галактик по массам и моментам импульса и острое распределение по последним (“анизотропная” модель), получаем

$$I_L = \int dM_1 dM_2 dM_{\text{H}} \psi(M_{\text{H}}) \Phi_1 \Phi_2 U_{12} \delta(L - L_{12}) \quad (7)$$

Здесь $\Phi_{1,2} \equiv \Phi(M_{1,2})$ — ФМ сталкивающихся галактик, $U_{12} \equiv U(M_1, M_2)$ — плотность вероятности их слияния,

$$L_{12} = \min(B\Delta m, L_{\text{Edd}}) \quad (8)$$

— светимость активного объекта, возникшего в результате слияния, ψ — нормированная на 1 ФМ массивных ЧД (в случае $M_{\text{H}} = \zeta M^h$ она превращается в $\delta(M_{\text{H}} - \zeta M^h)$). В более общем случае источник выражается через совместное распределение по массам и моментам.

При анализе интеграла (7) существенную роль играют как степень однородности коэффициента $U_{12} \sim M^u$, так и его асимптотики при сильно различающихся массах (см. п. 2). Рассматриваемая схема приводит к квадратичному по ФМ галактик интегральному источнику I_L в уравнении для ФС активных объектов $\hat{\phi}(L, t)$:

$$\hat{K}\hat{\phi} = I_L(t). \quad (9)$$

(В простейшем случае $\hat{K} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{t_{\text{act}}}$, где t_{act} — время активности галактики.) При вычислениях светимости в данной модели, по существу, используется то, что $L = B\Delta m$ является однородной функцией масс сталкивающихся галактик $M_{1,2}$ со степенью однородности λ . При этом асимптотика $L(M_1, M_2)$ при $M_2 \gg M_1$ зависит только от меньшей массы: $L \propto M_1^\lambda$. Оба эти свойства $L(M_1, M_2)$ являются более общими, чем “анизотропное” распределение по моментам и сохраняются в более общих моделях активности и при учете орбитального момента, но

значение параметра λ при этом изменяется. Действительно [26], средний момент импульса галактики $S \propto M^k$, где k довольно близко к $(3 + \beta)/2$. Это значит, что в среднем $L \propto M^{\lambda_{\text{eff}}}$, причем λ_{eff} близко к 1 [28] (так как $m \propto S/M^{(1+\beta)/2}$). В асимптотическом случае $M_2 \gg M_1$ избыточная масса, потерявшая момент и способная к падению на центр, по-прежнему, определяется массой меньшей галактики.

Заметим, что знак ”дефекта массы” может быть любым в зависимости от соотношения параметров. Положительный знак соответствует аккреции, причем в анизотропной модели знак дефекта всегда положителен. Доля вещества $\eta\Delta m$, аккрецирующая на центр может быть и большой и малой в зависимости от параметров как соударения, так и сталкивающихся галактик. (Впрочем, т.к. аккрецирует, скорее всего, газ, то его доля η может быть отнюдь не малой, ср. рис.3 в [6]). Для попадания малой доли вещества в центр вообще, казалось бы, не нужны никакие соударения. Но наблюдения (см., например, ссылки в [25]) однозначно подтверждают наличие сильной корреляции между активностью и взаимодействием. Представление о слияниях как о первопричине активности стало основной парадигмой в современных исследованиях, а слово merger (merging) - одним из наиболее часто встречающихся терминов. Но если для возникновения активности в малой центральной области не обойтись без слияний, то и параметры, регулирующие слияния, должны в существенной мере (наряду со свойствами сливающихся объектов - галактик) определять активность ядра галактики, возникающей в результате слияния. Такими параметрами как раз и являются полные массы и моменты сливающихся галактик. ⁴ Использование законов сохранения полных масс и моментов сродни сокращенному описанию, а подход во многом сродни феноменологическому. Заметим, что когда речь идет о процессах, происходящих на масштабах порядка размеров галактики и больше (например, слияния галактик), то главным действующим фактором являются дальнедействующие гравитационные силы, а основными параметрами — глобальные характеристики галактики, такие, как ее масса, момент, количество газа в ней. ФМ входит под знаком интеграла по массам, т.е. существенно усредняется, что делает результат не столь чувствительным к деталям распределения.

В модели слияний характерная масса галактик растет, а светимость квазаров после эпохи их обра-

⁴Галактики в обсуждаемой схеме являются носителями массы и момента. Возможно сопоставление морфологическим типам (через эффективный момент, см. [26]). Эллиптические галактики с этой точки зрения принципиально не отличаются от спиралей. Суммарная ФМ является шехтеровской [8], но если вычислять ФМ в рамках модели в отдельности для различных морфологических типов, то, конечно же, она будет от нее отличаться [2].

зования, как известно, падает. Таким образом, космологическая эволюция $\Phi(M)$ не может быть причиной этого падения. Одно из возможных объяснений уменьшения светимости квазаров заключается в космологической эволюции параметра η (доли вещества, реально попадающего в центр при слияниях) [6]. Уменьшение η на космологических временах можно связать с уменьшением содержания газа в галактиках. Действительно, при слиянии в центр попадает, в основном, газ [22], а за счет интенсивного звездообразования при каждом слиянии его доля, естественно, должна уменьшаться, как это и наблюдается. Влияет также эволюция контраста плотности галактик. Рассмотренная выше модель, в принципе, в состоянии описать наблюдаемую эволюцию ФС квазаров [10]. При этом для неэволюционирующей ФМ доля вещества η , попавшего в центр, изменяется с $\approx 0.12-0.3$ при $z \approx 2$ до $\approx 0.025-0.043$ при $z \approx 0.5$, а средний контраст плотности $\frac{M}{\rho}$ в местах образования квазаров — от $\approx 1.4-2.4$ при $z \approx 2$ до $\approx 4.5-7.2$ при $z \approx 0.5$ (здесь ρ — средняя плотность Вселенной, M — локальная плотность массы, заключенной в галактиках). В случае эволюции ФМ параметр η на больших красных смещениях может быть значительно выше (см. обсуждение в [6]). Учет эддингтоновского ограничения приводит, как правило, к увеличению η и контраста плотности.

Литература

- [1] Волощук В.М. Кинетическая теория коагуляции. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1984.— 284 С.
- [2] Кац А.В., Конторович В.М. ЖЭТФ-1990.— **97**, С. 3-19.
- [3] Конторович В.М., Кац А.В., Кривицкий Д.С. Письма в ЖЭТФ-1992.— **55**, N9, С. 3-9, 1992.
- [4] Конторович В.М., Кривицкий Д.С. Письма в Астрон. журн.— 1995. — **21**, С. 643-649.
- [5] Конторович В.М. Новая революция во взглядах на происхождение активности галактических ядер?// Тезисы конференции по радиоастрономии, Ст.-Петербург, 1997. С. .
- [6] Кривицкий Д.С., Конторович В.М. Письма в Астр. Журнал,—1998.— **24**, N9, С. 1-10, preprint astro-ph/98 01 195.
- [7] Bacall J.N., Kirhakos S., Schneider D.P. Astrophys.J.—1995.—**447**, L1-4.
- [8] Bingelli, B., Sandage, A., Tammann, G.A. Ann.Rev. Astron. Astrophys. **26**, P. 509-650, 1988.
- [9] Blandford R.D. In Active Galactic Nuclei, Ed. by R.D.Blandford, H.Netzer and L.Voltjer. Berlin, Springer, P. 57-157, 1990.
- [10] Boyle B.J., Shanks T., Peterson B.A. Mon.Not.Roy.Astron.Soc.—1988.—**235**, P. 935-948.
- [11] Cavaliere A., Colofrancesco S., Menci N. Astrophys. J.— 1991.— **376**, P. L37-41. Ap.J. —1992.—**392**, P. 41-53.
- [12] Cavaliere A., Menci N. Astrophys. J.—1994.—**435**, P. 528-535.
- [13] Cavaliere A., Menci N. Astrophys. J.—1997.—**480**, P. 132.
- [14] Cavaliere A. and Vittorini V. The rise and fall of the quasars. Preprint astro-ph/98 02 320.
- [15] Clements D.L., Couch W.J. Mon. Not. Royal Astron. Soc.—1996.— **280**, P. L43-45.
- [16] Dressler A. Ann. Rev. Astron. Astrophys.—1984.— **22**, P. 185-222.
- [17] Fukugita M., Turner E.L. Astrophys. J. — 1996.— **460**, P. L81-85.
- [18] Heckman, T.M. Galaxy interactions and the stimulation of nuclear activity. In Paired and Interacting Galaxies. IAU Coll. N 124, J.W.Sulentic, W.C.Keel and C.M.Telesco eds., Preprint N 423 Space Telescope Science Institute, 1990.
- [19] Hernquist L., Mihos J.C. Astrophys. J.—1995.— **448**, P. 41-63..
- [20] Kats A.V., Kontorovich V.M. Astron. Astrophys. Trans.—1992.— **2**, P. 183-196.
- [21] Kats A.V., Kontorovich V.M. and Krivitsky D.S. Astron. Astrophys. Trans.—1992—**3**, P. 53.
- [22] Kennicutt R.C., Jr., Schweizer F., Barnes J.E. Galaxies: Interactions and Induced Star Formation. Saas-Fee Advance Course 26, Springer, 1998, 404 P.
- [23] Komberg B. V., Lukash V. N. Mon. Not. Roy. Astron. Soc.— 1994. — **269**, P. 277-282.
- [24] Kormendy J., Richstone D. Ann. Rev. Astron. Astrophys. —1995.—**33**, P. 581-624.
- [25] Kontorovich V.M. Astron. Astroph Trans.—1994.— **5**, P. 259-278.
- [26] Kontorovich V.M., Khodjachich M.F., Golobokov K.L., Balashov V.N. Astron. Astrophys. Trans.—1995.—**8**, P. 83-88.
- [27] Kontorovich V.M., Krivitsky D.S., Kats A.V. Physica D, —1995.—**87**, P. 290-294, 1995.

- [28] *Krivitsky D.S., Kontorovich V.M.* Astron. and Astrophys.-1997.- **327**, P. 921-929.
- [29] *Madau P.* The Hubble Deep Field and the Early Evolution of Galaxies. Preprint astro-ph/9707141, 1997.
- [30] *Mamon G.A.* Astrophys.J.-1992.- **401**, P. L3-6. Astrophys.J.-1987.- **321**, P. 622-644.
- [31] *Marzke R.O., da Costa L.N., Pellegrini P.S., Willmer C.N.A., Geller M.J.* The galaxy luminosity function at $z < 0.05$: dependence on morphology// Preprint astro-ph/9805218, 1998.
- [32] *Metcalfe N., Shanks T., Campos A., Fong R., Gardner J.P.* Nature.-1996.- **383**, P. 236-240.
- [33] *Modersky R., Sikora M.* Astron. and Astroph. Suppl. Ser.-1996.- **120**, 591-594.
- [34] *Pascarelle S.M., Windhorst R.A., Keel W.C., Odewahn S.C.* Nature. -1996.-**383**, P. 45-50.
- [35] *Rees. M.* Science.-1990.-**247**, P. 817-823.
- [36] *Sanders D.B., Mirabel I.F.* Ann. Rev. Astron. Astrophys. -1996.-**34**, P. 749-792.
- [37] *Schmidt M., Schneider D.P., Gunn J.E.* Astron. J., -1995.- **110**, P. 68.
- [38] *Shaver P.A.* Seventeenth Texas symposium on relativistic astrophysics and cosmology (ed. Böhringer H., Morfill G.E., Trümper J.E.), N.Y.: New York Acad. Sci., 1995, P. 87.
- [39] *Wilson A.S., Colbert E.J.M.* Astrophys.J.-1995.- **438**, P. 62-71.
- [40] *Windhorst R.A., Fomalont E.B., Kellermann K.I., et al.* Nature-1995.-**375**, P. 471.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРИОДИЧНОСТИ В РАДИОСПЕКТРАХ КВАЗАРОВ

М.Ф.Ходячих¹

Харьковский национальный университет, г. Харьков, Украина

30 октября 2998 г.

Рассчитаны спектры мощности $S_\omega(\omega = 2\pi/T$, где T -период) зависимости спектральных индексов квазаров от радиальной координаты $r(\Omega_0, z)$ в сопутствующем пространстве. У 5 пиков частоты в спектрах для выборок близких и далеких квазаров совпадают в пределах спектрального разрешения при параметре плотности $\Omega_0 \approx 0.15$ и различаются при других значениях Ω_0 . Наиболее высокие пики в S_ω для всей выборки квазаров найдены на тех же частотах (редуцированных к $\Omega_0 = 0$) $\omega = 32, 71, 159, 204, 244$. На частоте $\omega = 159$ период ($114h^{-1}$ Мпс) близок к периоду, выявленному в распределении галактик.

1. Введение

Периодичность в распределении квазаров по аргументу $\ln(1+z)$ была обнаружена Карлсоном [1] по выборке из 159 квазаров. Позднее по большим выборкам (до 600 объектов) в [2-5] также была выявлена цикличность с периодом ($T \approx 0.2$) по тому же аргументу. В работах [5-7] периодичность прослеживалась и в частичных выборках с различными предельными величинами V .

В последнее время каталоги квазаров пополняются в основном слабыми объектами. Авторы [8] не нашли значимой периодичности с $T \approx 0.2$ в выборке из ~ 2200 квазаров. Аналогичный результат был получен для выборки ~ 4200 объектов в [9], однако при анализе частичных выборок было найдено, что периодичность уверенно выявляется у ярких ($V < 18.5$) и отсутствует у слабых ($V > 18.5$) квазаров. Такая зависимость амплитуды периодичности от яркости квазаров противоречит объяснению ее селекционными эффектами.

С периодом 0.2 обнаружены периодичности также в оптических [10,11] и в радиосветимостях [12] квазаров. В работе [13] проводился спектральный анализ зависимости спектрального индекса квазаров α ($s_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) от $\ln(1+z)$. Были выявлены пики на спектре мощности на частотах $\omega \approx 33, 53, 125, 200$ ($\omega = 2\pi/T = 2\pi n$, где T - период). Присутствие космологических периодичностей в физических характеристиках квазаров представляет несомненный интерес и заслуживает более детального исследования на более полном материале. Для выявления космологических периодичностей в настоящей работе ис-

пользуется метод спектрального анализа как всей исходной, так и частичных выборок квазаров. Оценка совместного влияния неравномерностей в распределении квазаров и селекционных эффектов сделана на основе анализа спектрального окна.

2. Основные формулы

Аргумент периодичности $\ln(1+z)$ был введен Карлсоном [1] чисто эмпирически. В фридмановских моделях Вселенной близкой к нему величиной является радиальная координата в сопутствующем пространстве $r(\Omega_0, z)$. При безразмерной плотности $\Omega_0 = 0$ ($\Omega_0 = \rho/\rho_c$) выполняется равенство $r(0, z) = \ln(1+z)$. Поэтому имеет смысл в качестве аргумента периодичности использовать величину $r(\Omega_0, z)$. При $\Omega_0 < 1$ представим величину $r(\Omega_0, z)$ в виде

$$r(\Omega_0, z) = \ln\left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{g}}{\mathbf{x} + \mathbf{g}} \frac{1 + \mathbf{g}}{1 - \mathbf{g}}\right), \quad (1)$$

где

$$\mathbf{x} = (1 + \Omega_0 z)^{1/2}, \quad \mathbf{g} = (1 - \Omega_0)^{1/2}.$$

Рассмотрим периодическую функцию $f(r)$ при определенном значении Ω_0 . Пусть ее частота равна ω . При другом значении параметра плотности Ω'_0 частота соответствующего пика ω' в спектре мощности функции будет отличаться от исходной вследствие изменения среднего масштаба, что существенно осложняет анализ спектров. Поэтому частоты в настоящей работе приводились к $\Omega_0 = 0$. Для этого вместо r использовалось масштабированное расстояние r^m , определяемое с помощью масштабного

¹e-mail: edward@astron.kharkov.ua

множителя D

$$r^m(\Omega_0, z) = r(\Omega_0, z)D(\Omega_0), \quad (2)$$

где

$$D(\Omega_0) = 1.5/r(\Omega_0, z_1), \\ r(0, z_1) = \ln(1 + z_1) = 1.5.$$

Величина $r^m(\Omega_0, z)$ при любых Ω_0 принимает фиксированные значения 0 и 1.5 при $z = 0$ и $z = z_1 = 3.482$ соответственно, то есть средний масштаб расстояний r^m не зависит от Ω_0 . В интервал между этими значениями z попадает подавляющее большинство красных смещений квазаров.

Спектр мощности рассчитывался как классическая периодограмма Шустера

$$S_\omega = \frac{1}{N^2} \left[\sum_{k=1}^N \alpha_k \exp(-i\omega r_k^m) \right]^2, \quad (3)$$

где α_k и r_k^m – спектральный индекс и масштабированное расстояние k -го квазара соответственно.

В работе использовался также метод, специально предназначенный для спектрального анализа неравномерных рядов, развитый Лэмбом [14] и усовершенствованный Скаргллом [15]. Различия между спектрами мощности, рассчитанными этим методом и по формуле (3) оказались несущественными, поэтому ниже приводятся результаты расчетов по методу Шустера. Для оценки влияния неоднородностей в наблюдаемом распределении квазаров по расстояниям рассчитывалось спектральное окно W_ω также по формуле (3) при $\alpha_k = 1$.

Уровень значимости пика определялся формулой

$$p(X_\omega > x) = 1 - (1 - e^{-x})^M, \quad (4)$$

где $X = \frac{S_\omega}{\langle S_\omega \rangle}$ – нормированная спектральная плотность, M – число независимых частот в исследуемом диапазоне спектра.

3. Исходная выборка

Источником при формировании основной выборки служил каталог Верон-Сетти, Верон [16], включающий все квазары, известные на октябрь 1991 г. Были отобраны объекты с радиоизлучением на $\lambda = 6$ и 11 см и надежно определенными z , всего 906 квазаров. Для них $\bar{\alpha} = 0.32$, $\sigma = 0.54$. После исключения объектов с сильно уклоняющимися α_k ($|\alpha_k - \bar{\alpha}| > 2.5\sigma$) и с $z > z_1$ в выборке осталось 894 квазара. Набор спектральных индексов α_k предварительно центрировался. При параболической аппроксимации средней зависимости α от $\ln(1 + z)$ по способу наименьших квадратов было найдено

$$\alpha = (0.45 \pm 0.09) - (0.18 \pm 0.25) \ln(1 + z) +$$

$$+ (0.01 \pm 0.16) [\ln(1 + z)]^2. \quad (5)$$

Как видно, величина тренда мала и сравнима с ошибками его определения. При расчете спектров мощности тренд исключался, то есть из значений спектральных индексов квазаров вычиталась величина α .

Многие радиоисточники переменные. В каталоге часто приводятся величины потоков на двух длинах волн, измеренные в разное время, что приводит к ошибкам в оценках величин α . Другой возможный источник погрешностей – отклонение спектров от степенных. Очевидно и переменность, и отличия спектров от степенных у отдельных объектов приводят к увеличению дисперсии σ^2 в спектральных индексах квазаров и к замыванию реальных пиков (если они есть) в спектрах мощности.

На спектре мощности для всей выборки выявляется пик на известной ранее частоте $\omega \approx 32$. Были проведены расчеты при различных значениях Ω'_0 . При изменении Ω'_0 высота пика S_{32}^m изменяется, достигая максимума при $\Omega'_0 = 0.15$.

4. Спектры мощности выборок близких и далеких квазаров

В области $\Omega'_0 < 0.6$ были проведены более детальные расчеты. При каждом Ω'_0 формировались выборки близких a ($r^m < 0.75$) и далеких b ($r^m > 0.75$) квазаров и для них рассчитывались спектры мощности.

Вблизи $\Omega'_0 = 0.15$ хорошо видно сходство спектров выборок a и b . В качестве критерия схождения выберем коэффициент корреляции R спектров S_ω для ближней и дальней зоны. При изменении параметра Ω'_0 в спектрах a и b происходит относительное смещение пиков по частоте, что должно привести к изменению коэффициента корреляции спектров. Коэффициент корреляции достигает максимальной величины $R \approx 0.67$ при $\Omega'_0 \approx 0.17$ и при удалении от этого значения становится незначимым. Так как основными структурными элементами спектров мощности являются пики, максимальное значение коэффициента корреляции соответствует наилучшему совпадению по частоте пиков в спектрах a и b . Вклад пиков на частоте $\omega \approx 32$ в ковариацию при вычислении R незначителен, поэтому функции $S_{32}^m(\Omega'_0)$ и $R(\Omega'_0)$ при гипотезе белого шума практически независимы. Однако максимумы этих зависимостей наблюдаются примерно при одинаковых Ω'_0 . Рассчитаем статистику

$$t = \frac{R\sqrt{N-2}}{\sqrt{1-R^2}} \quad (6)$$

полагая, что количество точек N в спектре мощно-

сти равно числу независимых частот M и используя распределение Стьюдента с $\nu = N - 2$ степенями свободы, определим уровни значимости p величин R при нулевой гипотезе (альтернативная гипотеза $R > 0$). Вероятность случайного появления корреляции с $R = 0.67$ очень мала $p \sim 10^{-5}$. Появление значимой корреляции противоречит гипотезе белого шума и с высокой доверительной вероятностью $1 - p$ можно утверждать, что в наборе α_k присутствуют периодичности.

В области спектра $270 < \omega < 600$ коэффициент корреляции не достигает значимых значений.

В спектрах обеих непересекающихся выборок a и b выявляются 5 примерно совпадающих по частоте пиков (включая пик на частоте $\omega \approx 32$). Для набора значений Ω'_0 были рассчитаны разности эффективных частот пиков $\Delta\omega_i = \omega_i^a - \omega_i^b$. В пике на частоте $\omega \approx 32$ зависимость $\Delta\omega(\Omega'_0)$ не выявляется, в остальных пиках $\Delta\omega_i$ уменьшаются с увеличением Ω'_0 . На рис.1 [17] показано изменение частоты пика с $\omega \approx 204$ в выборках a и b при двух значениях Ω'_0 . Разности $\Delta\omega_i$ при $\Omega'_0 = 0.15$ не превышают по величине $\Delta\omega/2$, где $\Delta\omega = 8.4$ - спектральное разрешение. В спектре a выделяется восемь пиков с максимальными величинами $X > 2$, в спектре b таких пиков четыре. Ради краткости назовем частоты ω_i^a и ω_i^b совпадающими, если $|\omega_i^a - \omega_i^b| < \Delta\omega/2$. Пусть в спектре a имеется n выделенных частот ω_i^a , в спектре b число выделенных частот ω_i^b равно k , число независимых частот в спектре равно M . Предположим, что совпадение k выделенных частот в спектрах a и b случайно и оценим вероятность такого события. Разместим последовательно случайным образом k частот ω_i^b в спектре a . Вероятность случайного совпадения частоты ω_i^b с одной из частот ω_i^a при первом размещении равна $\frac{n}{M}$, при втором размещении она составит $\frac{n-1}{M-1}$ и так далее. Вероятность k совпадений будет равна

$$p = \frac{C_n^k}{C_M^k}. \quad (7)$$

При $n = 8$ и $k = 5$ получим $p \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Если не учитывать частоту $\omega \approx 32$, у которой $X < 2$, то $n = 7$, $k = 4$ и $p \approx 10^{-3}$. Гипотеза белого шума отвергается с доверительной вероятностью $1 - p$. Это дает основание с достаточно высокой надежностью считать, что в спектральных индексах квазаров присутствуют периодичности на частотах из набора ω_i^b и продолжить детальный анализ выявленных пиков.

Аналогичный анализ спектров был проведен в области частот $\omega = 270 - 600$, где величина периода еще на порядок превышает погрешности измерения z . При тех же критериях отбора не выявлено ни одного случая совпадения частот пиков в спектрах выборок a и b .

При заданном Ω'_0 отношение масштабов в ближней и дальней зонах будет определяться отношением

частот

$$u_i = \frac{\omega_i^b}{\omega_i^a} = 1 - \frac{\Delta\omega_i}{\omega_i^a}. \quad (8)$$

Для набора значений Ω'_0 по величинам $\Delta\omega_i$ (табл.1) были вычислены отношения масштабов $u_i(\Omega'_0)$. Для четырех пиков с $\omega > 60$, у которых выявлены зависимости $\Delta\omega_i(\Omega'_0)$, были рассчитаны средневзвешенные значения $u(\Omega'_0)$, причем веса принимались пропорциональными квадрату частоты.

Найдем отношение масштабов $u(\Omega_0, \Omega'_0)$ при фиксированном Ω_0 и произвольном Ω'_0 . Выберем на луче зрения три точки a, c и b с соответствующими красными смещениями $z_a < z_c < z_b$. Тогда функция $u(\Omega_0, \Omega'_0)$ будет равна

$$u(\Omega_0, \Omega'_0) = \frac{r(\Omega'_0, z_c) - r(\Omega'_0, z_a)}{r(\Omega'_0, z_b) - r(\Omega'_0, z_c)} \cdot \frac{r(\Omega_0, z_b) - r(\Omega_0, z_c)}{r(\Omega_0, z_c) - r(\Omega_0, z_a)} \quad (9)$$

Очевидно, при $\Omega'_0 = \Omega_0$ $u(\Omega_0, \Omega'_0) = 1$. Величины z_a и z_b должны определять эффективные границы в распределении квазаров по расстояниям. Для их определения рассмотрим распределение объектов по $r = \ln(1 + z)$. Граница между близкими и далекими квазарами соответствует $r_c = \ln(1 + z_c) = 0.75$. Вычислим среднее расстояние близких \bar{r}_a и далеких \bar{r}_b квазаров и определим эффективные границы r_a и r_b согласно соотношениям

$$r_a = r_c - 2(r_c - \bar{r}_a) \quad (10a)$$

$$r_b = r_c + 2(\bar{r}_b - r_c) \quad (10b)$$

Соответствующие красные смещения составили:

$$z_a = 0.28, z_c = 1.12, z_b = 2.56.$$

Конечно, описанная процедура позволяет определить только приближенные значения, однако высокой точности здесь не требуется, так как $u(\Omega_0, \Omega'_0)$ определяется изменением отношения длин отрезков в зависимости от Ω'_0 . Подбирая значение Ω_0 , можно совместить теоретическую кривую $u(\Omega_0, \Omega'_0)$ с наблюдаемой зависимостью $u(\Omega'_0)$ наилучшим образом. Такое совмещение достигается при $\Omega_0 = 0.16$ (рис.2 [17]). Хорошее согласие зависимостей теоретической и найденной по отношению частот позволяет сделать оценку $\Omega_0 = 0.16_{-0.02}^{+0.03}$.

5. Спектр мощности выборки всех квазаров

Наиболее высокие пики в спектре всей выборки квазаров (три в высокочастотной и два в низкочастотной области) расположены в тех же частотных интервалах, что и 5 пиков в спектрах выборок a и b

($\omega \approx 32, 71, 159, 204, 244$). Уровень значимости наиболее высокого пика на частоте $\omega \approx 204$ при гипотезе белого шума согласно (6a) составляет 0.05. Вероятность случайного появления в спектре двух пиков на частотах 200 и 204 при $X > 6.2$ не превосходит 0.01. Для пиков на частотах $\omega \approx 71$ и $\omega \approx 159$ уровень значимости очень низкий. Для пика на известной ранее частоте $\omega \approx 32$ при $M = 1$ найдем $p = 0.07$. Низкие уровни значимости получаются вследствие слабости сигнала. Выше при сравнении спектров выборок близких и далеких квазаров уровни значимости при выявлении периодичностей оказались гораздо выше: $p \approx 10^{-3} - 10^{-5}$. Это показывает, что при детектировании слабых сигналов второй метод более эффективен.

Максимальные величины спектральной плотности в области пиков сильно изменяются в зависимости от Ω'_0 . Значения Ω'_0 , при которых достигаются максимальные S_ω в пиках на частотах $\omega > 100$, уверенно определяются. Независимые оценки параметра плотности по этим пикам составили 0.14, 0.17, 0.18. Осредняя, получим $\Omega_0 \approx 0.16$.

6. Влияние неоднородностей в распределении квазаров

Спектр мощности S_ω является сверткой истинного спектра ряда α_k с спектром мощности распределения квазаров по расстояниям (спектральным окном). Для оценки влияния спектрального окна сначала рассмотрим простейший случай (при отсутствии шума), когда только один пик присутствует в истинном спектре S_ω^0 на частоте ω_0 с мощностью $S^0(\omega_0)$ и в спектре окна W_ω , кроме пика при $\omega = 0$ ($W(0) = 1$ по определению) присутствуют n пиков на частотах $\omega = \omega_j$ с мощностью $W(\omega_j)$. Представив спектры мощности S_ω^0 и W_ω как квадраты соответствующих спектров Фурье, рассчитаем свертку этих спектров Фурье согласно методике, описанной в [22], квадрат которой определит наблюдаемый спектр мощности S_ω . В области положительных частот в спектре S_ω будет присутствовать основной пик при $\omega = \omega_0$ с мощностью $S_\omega = S_\omega^0$ и $2n$ вторичных пиков на частотах $|\omega_0 \pm \omega_j|$ с мощностью

$$\mathbf{S}_\omega = \mathbf{S}^0(\omega_0) \cdot \mathbf{W}(\omega_j). \quad (11)$$

При $W(\omega_j) \sim 1$, что часто встречается при анализе переменности звезд, вторичные пики могут быть сравнимы по высоте с основным пиком.

Для полной выборки при $\omega = 0$ $W_\omega = 1$, при $\omega > 6$ величина W_ω не превосходит 0.01. Поэтому в нашем случае S_ω вторичных пиков, возникающих при интерференции на частотах $|\omega_0 \pm \omega_j|$, по величине оказываются на два порядка меньше величин S_ω основных пиков. Эти выводы были подтвержде-

ны при численных экспериментах.

Как следует из проведенного выше анализа, влияние спектрального окна в нашем случае мало и им можно пренебречь по крайней мере в первом приближении.

Спектральное окно определяется неоднородностями в пространственном распределении квазаров и селекционными эффектами. Влияние неоднородностей можно уменьшить, производя осреднение по направлениям. Для исключения эффектов селекции отбора следует использовать полные выборки объектов. Предположим, что будет создан полный каталог, свободный от эффектов селекции при открытии квазаров. При этом неоднородности в распределении квазаров по расстояниям очевидно в этом каталоге могут присутствовать. Поэтому, при спектральном анализе полной выборки оценка влияния спектрального окна на спектр мощности не менее важна, чем при работе с неполными выборками.

7. Заключение

Анализ спектров мощности зависимости спектральных индексов квазаров от расстояния в выборках ближних и дальних квазаров позволил выявить космологические периодичности на 5 частотах при уровне значимости $\sim 10^{-3}$. Наилучшее совпадение частот пиков в спектрах этих выборок наблюдается при параметре плотности $\Omega_0 = 0.16_{-0.02}^{+0.03}$. Коэффициент корреляции спектров выборок (a) и (b), обусловленной совпадением частот пиков, достигает максимального значения $R = 0.67$ вблизи $\Omega_0 = 0.17$ при уровне значимости $\sim 10^{-5}$.

Методом максимизации пиков на каждой из частот в спектре S_ω для полной выборки сделано 5 независимых оценок Ω_0 , оказавшихся близкими по величине. По ним получено средневзвешенное значение $\Omega_0 \approx 0.16$. Сделаны оценки влияния спектрального окна, определяемого распределением квазаров по расстояниям, на спектр мощности S_ω . Этим влиянием, по крайней мере в первом приближении, можно пренебречь.

В работе [14] сделаны оценки параметра плотности при анализе расположения пиков в распределении квазаров по расстояниям ($\Omega_0 = 0.28 \pm 0.14$) и при анализе спектров мощности этого распределения ($0.1 < \Omega_0 < 0.6$).

Независимые тесты для определения параметра плотности при анализе космологических периодичностей приводят к совпадающим в пределах ошибок оценкам $\Omega_0 < 1$. Это соответствует открытому Миру в предположении, что космологический член $\Lambda = 0$.

Периодичности в светимостях и спектральных индексах квазаров можно обобщить как космологи-

ческие периодичности в спектрах квазаров. Периодичности в распределении квазаров по расстояниям, согласно [7], появляются вследствие периодичностей в светимостях квазаров.

Одной из причин возрастания активности квазаров может служить воздействие соседних галактик. Статистика источников в ядрах галактик показывает, что есть корреляция радиоизлучения с членством активной галактики в группе или в скоплении [19]. Корреляция излучения с присутствием одного соседа сильнее, чем нескольких. Влияние окружения на активность обычно объясняется: 1) увеличением вероятности переноса массы из окружения в активную галактику, 2) индуцированием приливными возмущениями течения газа внутрь галактики. Можно предположить, что соседние галактики также инициируют активность квазара и если в распределении галактик присутствует периодичность, то следует ожидать и периодичность в активности квазаров.

При глубоких обзорах галактик на небольших площадках неба ($\sim 0.3^\circ$) была выявлена периодичность в распределении галактик [20]. В направлении обоих галактических полюсов средний период в распределении галактик по красным смещениям составил $\Delta z \approx 0.041$ или по расстояниям $\sim 128h^{-1}$ Мпс (где $h \approx 0.5-1$ равно современному значению постоянной Хаббла в единицах 100 км/сек/Мпс). Когерентность осцилляций пространственной плотности галактик сохраняется на масштабе $\sim 1800h^{-1}$ Мпс. В двух других почти ортогональных направлениях выявлены периоды 110 и $140h^{-1}$ Мпс. Наиболее четко периодичности проявляются при $\Omega_0 \sim 0.1$ [21]. Авторы [22] пришли к выводу, что их результаты исследования корреляционной функции по каталогам галактик, скоплений и суперскоплений находятся в хорошем согласии с результатами [20].

На частоте $\omega = 159$ при $\Omega_0 \sim 0.16$ и при малых z период в спектральных индексах квазаров равен $\sim 114h^{-1}$ Мпс [23]. Такие же оценки получаются при анализе спектров мощности зависимости спектральных индексов квазаров от их метрических расстояний (proper distance) в области $z < 0.5$. Как видно, выявленный в активности квазаров период попадает в интервал периодов, обнаруженных в распределении галактик. Возможно здесь проявляется влияние соседних галактик на активность квазаров, так как в областях с повышенной пространственной плотностью галактик вероятность их близкого соседства с квазарами возрастает.

Литература

- [1] Karlsson K.G. // Astron. and Astrophys. 1971. V. 13. P. 333.
- [2] Karlsson K.G. // Astron. and Astrophys. 1977. V. 58. P. 237.
- [3] Burbidge G.R. // Phys. Scripta. 1978. V. 17. P. 237.
- [4] Макаренко Н.Г., Пушкарев О.А. // Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз ССР 1981. Т.35. С.67.
- [5] Ходячих М.Ф. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 732.
- [6] Fang L.Z., Chu Y.Q., Lin Y., Coo C. // Astron. and Astrophys. 1982. V. 106. P. 287.
- [7] Ходячих М.Ф. // Астрофизика 1989. Т. 31. С. 87.
- [8] Duari D., Gupta P.D., Narlicar J.V. // Astrophys. J. 1992. V. 384. P. 35.
- [9] Ходячих М.Ф. // Астрон. журн. 1996. Т. 73. С. 11.
- [10] Ходячих М.Ф. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 1174.
- [11] Ходячих М.Ф. // Астрон. цирк. 1992. N. 1552. С. 1.
- [12] Ходячих М.Ф. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 218.
- [13] Ходячих М.Ф. // Астрон. цирк. 1988. N. 1534. С. 1.
- [14] Lomb N.R. // Astrophys. Spase. Sci. 1976. V. 39. P. 447.
- [15] Scargle J.D. // Astrophys. J. 1982. V. 263. P. 835.
- [16] Veron-Cetty M.-P., Veron P. // ESO Scientific Report. 1991. N. 10.
- [17] Khodjachikh M. F. // Inform. bull. 1995. N. 7. P. 60.
- [18] Gray D.F., Desikachary K. // Astrophys. J. 1973. V. 181. P. 523.
- [19] Begeiman M. C., Blandford R. D., Rees M. J. Theory of extragalactic radio sources // Reviews of Modern Physics. V. 56. N. 2. Русский перевод в книге "Физика внегалактических источников радиоизлучения". М:Мир, 1987. С. 9-294.
- [20] Broadhurst T. J., Ellis R. S., Koo D. C., Szalay A. S. // Nature. 1990. V. 343. P.726.
- [21] Dekel A., Blumenthal G. R., Primak J. R., Stanhill D. // Mon. Not. R. astr. Soc. 1992. V 257. P. 715.
- [22] Suran D. M., Popescu N. D. // Astron. J. 1993. V. 3. N. 1. P. 1.
- [23] Ходячих М. Ф. // Кинем. и физ. неб. тел. (В печати).

АРХЕОЛОГИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА ЛУНЫ

А.В. Архипов¹

Институт радиоастрономии НАН Украины, ул. Краснознаменная, 4, 61002 Харьков, Украина

30 октября 1998 г.

Кратко изложены основные результаты археологической разведки Луны, впервые выполненной автором по материалам орбитальной съемки спутника с борта КА "Клементина". Описаны оригинальные методы компьютерного поиска и обработки изображений аномальных деталей лунной поверхности. Выяснено, что на Луне имеются руиноподобные формации прямоугольных очертаний, которые не имеют заметной связи с геологическими линеаментами окружающей местности, по фрактальным свойствам отличаются от естественного фона и близки к археологическим объектам Земли.

1. Введение

Луна занимает стратегическое положение в околоземном пространстве и обладает низкой скоростью эрозии поверхности. Поэтому наш спутник способен играть роль аттрактора и аккумулятора артефактов [1, 2]. Наличие у Земли уникальной кислородной атмосферы - результата существования биосферы - способно привлечь внимание внеземных цивилизаций из других планетных систем. Соответственно, Луна является индикатором интереса внеземных цивилизаций к Земле на протяжении последних 4 миллиардов лет.

Состояние этого индикатора необходимо выяснить *независимо от результата*. Ведь решение этой задачи важно не только для фундаментальной науки, но и с точки зрения космической политики и национальной безопасности. Тем не менее селенологи не решаются даже ставить такую задачу, что объясняется их профессиональной ориентацией на исследование лишь естественных образований и процессов. В свою очередь практика археологии ограничена рамками только нашей планеты. По-сути, до сих пор археология не затронута революцией Коперника и остается на геоцентрических позициях. В результате сложилась парадоксальная ситуация — чужие следы на Луне не ищут потому что ничего не найдено, а не найдено потому что не ищут.

Попытки разорвать этот порочный круг предпринимались лишь в популярной прессе. Но неоднократные сенсационные сообщения об обнаружении "руин" на Луне относились лишь к единичным находкам нередко сомнительной достоверности и явно предвзятой интерпретации.

Исправить положение призван частный проект, осуществляемый автором с 1992 года. Несмотря на

отсутствие целевого финансирования, удалось опубликовать ряд теоретических работ (например, [1,2]) по лунной археологии и приступить к систематическим поискам перспективных объектов для дальнейших исследований на Луне [3,4]. Ниже изложены некоторые результаты этой работы.

2. Поиск руиноподобных объектов на Луне

В основу археологической разведки Луны разумно положить опыт воздушной археологии Земли. Так Б. В. Андрианов отмечает: "Переходя к освещению вопросов дешифрирования археологических памятников, следует заметить, что основным демаскирующим признаком объекта, происхождение которых на местности обязано деятельности человека, является (за небольшим исключением) их геометрически правильная конфигурация" [5, с. 29].

Земные строения, как правило, имеют в плане вид прямоугольных решеток. Следовательно и при археологической разведке Луны следует искать подобные структуры, покрытые слоем грунта для защиты от ионизирующих излучений и метеороидов, как предусмотрено современными проектами лунной базы. Даже первоначально непокрытые грунтом конструкции за миллиард лет под действием метеороидов были бы скрыты слоем реголита толщиной ~3 м. Поэтому наиболее перспективным представляется поиск низкоконтрастных прямоугольных решеток из низких валов и мелких депрессий, свидетельствующих о существовании под слоем реголита толщиной ~10 м структур правильных очертаний. Кроме того, возможны находки эродированных карьеров, поскольку карьеры считаются необходимым элементом лунной базы, нуждаю-

¹ e-mail: rai@ira.kharkov.ua

щейся в добыче из реголита кислорода и водорода для жизнеобеспечения персонала, ^3He и ^2H для термоядерных реакторов.

Поиск осуществлялся по снимкам лунной поверхности, полученных камерой высокого разрешения (HIRES) с борта автоматической межпланетной станции Clementine в ходе совместного эксперимента Министерства обороны США и НАСА. С 19 февраля по 3 мая 1994 г. станция выполнила глобальное картирование Луны с высоты 400-2940 км. Снимки камеры HIRES имеют максимальное разрешение (9-30 м), и опубликованы в цифровом виде [6]. Однако на этих снимках рельеф поверхности доступен для изучения лишь в полярных областях, где тени контрастируют небольшие перепады высот. Поэтому поиск был ограничен полярными зонами вплоть до параллелей $\pm 75^\circ$.

Для автоматического отбора перспективных изображений из большого числа снимков в указанных зонах (~ 80 тыс.) были разработаны оригинальные алгоритмы, кратко описанные ниже.

ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ТЕСТ. Сравняется яркость “опорного” и “пробного” пикселей изображения. “Пробный” пиксел выбирается на удалении 6 пикселей от “опорного” на позиционном угле φ относительно горизонтальной строки изображения. Повторяя эту операцию по всему изображению для разных φ , вычисляется вероятность совпадения яркости в двух точках как функция позиционного угла - $W(\varphi)$. Максимумы этой функции соответствуют преимущественным ориентациям линеаментов изображения. Для коррекции искажений вносимых, например, абберациями объектива камеры, $W(\varphi)$ делилась на среднее значение этой же функции, вычисленной по множеству снимков. Изображение считалось заслуживающим внимания, если три самых высоких пика $W(\varphi)$ соответствовали взаимоперпендикулярным направлениям (с точностью до 10 градусов).

ФРАКТАЛЬНЫЙ ТЕСТ. Фрактальный метод поиска искусственных объектов на планетах предложили M.J.Carlotto и M.C.Stein [7]. К сожалению, их алгоритм предусматривает очень большой объем вычислений и поэтому слишком медлителен для обзора многих тысяч изображений. Вот почему был разработан более грубый, но быстрый алгоритм. Фрактальные свойства изображения могут быть описаны функцией $M(r)$, которая быстро вычисляется как распределение расстояний r между минимумами яркости в строке изображения. Как правило, на длинных шкалах эту функцию можно аппроксимировать фрактальным законом: $M(r) \sim r^{-D}$. Обычно искусственные объекты несамоподобны по структуре, поэтому фракталы - плохие модели для искусственных объектов. Следовательно, артефакты должны увеличивать невязки линейной регрессии $\ln M(r)$ по $\ln r$. Компьютер вычисля-

ет коэффициенты регрессии методом наименьших квадратов и ее среднюю квадратичную невязку в каждом из двенадцати равных частей изображения. Снимок считается интересным, при отклонении невязки от среднего значения при уровне значимости $> 0,95$, вычисленному по критерию Стьюдента.

Изображения, выдержавшие вышеописанные тесты, анализировались визуально с целью отсеивания ложных срабатываний. При этом использовался SAAM-тест.

SAAM-ТЕСТ позволяет показать даже предельно низкоконтрастные детали изображения столь же четкими как и глубокие тени. При этом изображение сглаживается в скользящем окне радиусом r и вычитается из исходного изображения. Данный пиксел изображения считается “белым”, если он ярче сглаженного уровня, или “черным” в противном случае. В результате получается предельно контрастное изображение, на котором подчеркнуты объекты, сравнимые с окном сглаживания.

К настоящему времени удалось обработать около четверти запланированного числа снимков. Обработана случайная выборка 20 компакт-дисков из 88 или порядка 20 тыс. изображений. Интересными сочтены 86 снимков камеры HIRES.

3. Анализ находок

Выявленные необычные детали лунной поверхности уместно называть руиноподобными формациями, поскольку они являются прямоугольными узорами из низких валов либо депрессий прямоугольных очертаний. Эти элементы встречаются компактными группами поперечником 0,8-10 км. Иногда они образуют квазизамкнутые контуры и напоминают аэрофотоснимки земных археологических объектов (рис.1). Располагаются руиноподобные формации, как правило, на межкратерном пространстве. В научной литературе практически не описаны.

При анализе снимка “Города” и “Лица” на Марсе И. Фибаг [8] считал, что если те предполагаемые артефакты параллельны линеаментам окружающей местности, то они скорее всего являются естественными геологическими формациями. Хотя постройки людей все же коррелируют с линеаментами местности (например, с долинами рек), консервативный критерий Фибага был применен к руиноподобным формациям Луны. Для этого по методике описанного выше “прямоугольного теста” определялись предпочтительные направления линеаментов окружающей местности (по соответствующему снимку UVVIS-камеры, сделанному через тот же светофильтр, но охватывающий в 196 раз большую площадь). Учитывались пики функции $W(\varphi)$ с уровнем значимости $> 0,9$. Ориентация руиноподобных формаций осуществлялась вручную — это

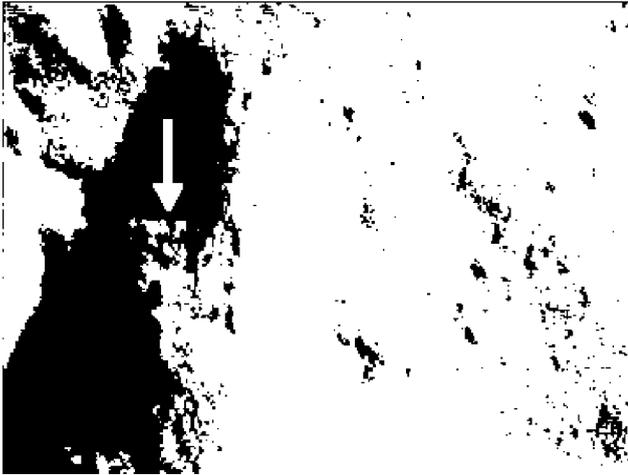


Рис. 1: Пример руиноподобной формации - прямоугольные валы на вершине лунного холма. Размеры объекта — 800x800 м. Такие изолированные, компактные, замкнутые формации трудно интерпретировать как пересекающиеся системы разрывных линейментов

давало более высокую точность. Направления считались совпадающими, если различие между ними не превышало 10 градусов. Формально этот тест выдержали 32 изображения. Если построить распределение изображений по величине минимального отклонения ориентации объекта от линейментов, то при столь бедной статистике оно неотлично от распределения случайно ориентированных объектов.

Изображения, формально выдержавшие тест Фибага, были подвергнуты детальному фрактальному анализу. При этом изображение представляется в виде поверхности, где третья координата - яркость $x(i, j)$. Согласно методу Карлотто-Стейна [7] вычислялась площадь описанных вокруг этой поверхности элементарных кубов с ребром-масштабом r :

$$A_r(i, j) = (1/2r) \sum_i \sum_j v_r(i - i', j - j'),$$

где:

$$v_r(i, j) = [tr(i, j) - br(i, j)],$$

а $t_r(i, j)$ и $b_r(i, j)$ вычисляются по рекуррентным формулам:

$$b_{r+1}(i, j) = \min\{b_r(i, j) - 1, b_r(i - i', j - j')\};$$

$$t_{r+1} = \max\{tr(i, j) + 1, tr(i - i', j - j')\};$$

$$b_o(i, j) = t_o(i, j) = x(i, j);$$

где: $|i'| \leq |1|$; $|j'| \leq |1|$.

В методе Карлотто-Стейна мерой фрактальности объекта является средняя невязка линейной регрессии $\ln(A_r)$ по $\ln r$. Как показывает практика,

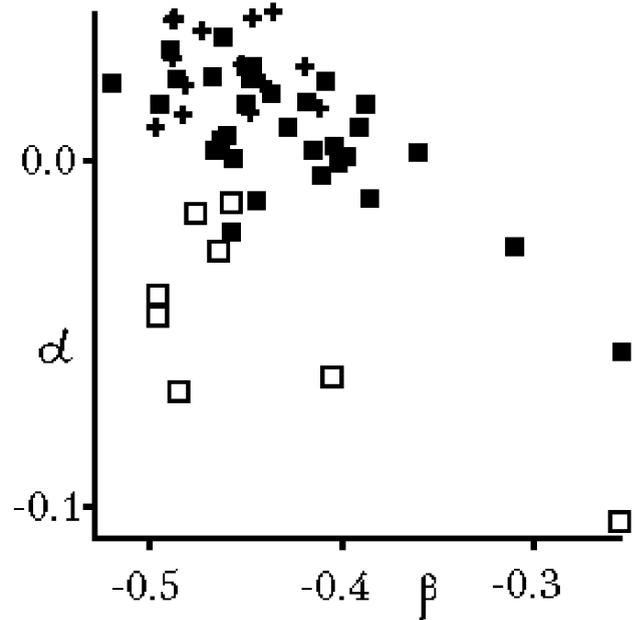


Рис. 2: Параметры α и β , вычисленные для случайной выборки HRES-снимков лунной поверхности (кресты), руиноподобных формаций (черные квадраты), космических снимков и аэрофотоснимков археологических объектов Земли (белые квадраты)

этот параметр неудобен тем что, реагируя на тени, дает “ложные срабатывания”. Оказалось, что этого недостатка лишен другой параметр - коэффициент при квадратичном члене регрессии: $\ln(A_r) = \alpha (\ln r)^2 + \beta (\ln r) + \gamma$. Естественным ландшафтам соответствует $\alpha > 0$, а присутствие искусственных объектов приводит к $\alpha < 0$. Это хорошо видно на рис. 2, где пустые квадраты соответствуют археологическим объектам Земли - древнеегипетским захоронениям в Гизе на снимке ИСЗ “Спин-2”, остаткам древнеримского лагеря в El-Lejjun в Иордании по съемкам ИСЗ “КН-4В”, а также аэрофотоснимкам археологических памятников США (Pueblo She', Cerro Juanquena Trinchera).

Параметры α и β были вычислены для всех объектов, выдержавших тест Фибага (черные квадраты на рис.2), а также для случайного набора HRES-снимков лунной поверхности (кресты). Рис.2 демонстрирует, что по своим фрактальным свойствам некоторые руиноподобные формации явно отличаются от типичных свойств поверхности Луны, имея более низкие значения α , характерные для археологических объектов Земли.

4. Выводы

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Отработана методика для автоматизированно-

го поиска руиноподобных формаций на лунной поверхности.

2. Показано, что на Луне существуют необычные формации, внешне сходные с археологическими объектами Земли.

3. Ввиду обнадеживающих результатов, археологическая разведка Луны выглядит перспективным направлением исследований нашего спутника, нуждающимся в официальном статусе и финансировании.

Литература

- [1] Архипов А.В. Археологический аспект исследований Луны // *Астрономический вестник*.- 1994.- Т.28.- N4-5.- С.211-214.
- [2] Arkhipov A.V., Graham F.G. Lunar SETI: a justification // *SETI in the Optical Spectrum II*. Eds. S.A. Kingsley & G.A. Lemarchand / *SPIE Proceedings*, vol. 2704, Washington: SPIE, 1996, p.150-154.
- [3] Arkhipov A.V. Archaeological reconnaissance of the Moon // *Meta Research Bulletin*.- 1997.- V.6.- N3.- P.33-35.
- [4] Arkhipov A.V. Earth-Moon system as a collector of alien artefacts // *Journal of The British Interplanetary Society*.- 1998.- Vol. 51.- P.181-184.
- [5] Андрианов Б.В. Древние оросительные системы Приаралья (в связи с историей возникновения и развития орошаемого земледелия).- М.: Наука.- 1969.- 254с.
- [6] DoD/NASA. Mission to the Moon. Deep Space Program Science Experiment. Clementine EDR Image Archive. Version 1.- V.1-88.- Pasadena: PDS/NRL.- 1995 (CDs).
- [7] Carlotto M.J., Stein M.C. A method for searching for artificial objects on planetary surfaces // *Journal of The British Interplanetary Society*.- 1990.- Vol.43.- P.209-216.
- [8] Fiebag J. Analyse tektonischer Richtungsmuster auf dem Mars. Kein Hinweise auf künstliche Strukturen in der südlichen Cydonia-Region // *Astronautik*.- 1990.- Heft 1.- S.9-13, 47-48.

О НОВОМ ПОДХОДЕ К ПОСТРОЕНИЮ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

А.П. Волченко¹

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, Харьков, Украина

30 октября 1998 г.

Сравниваются уравнения движения материальной точки, соответствующие использованию в одном случае эталонной единицы времени, в другом — отличающейся от эталонной. Указаны отличия (преобразования) кинематических и динамических величин, определяющих движение этой точки, измеренных с использованием таких единиц времени. Полученный результат использован в анализе движения точечного тела с электрическим зарядом в электромагнитном поле и выявлено определение единицы времени, при использовании которой уравнения движения этого тела принимают вид, в котором они определены в релятивистской механике. При этом релятивистские уравнения движения точечного тела определяются как уравнения, соответствующие использованию единицы времени, зависящей от скорости этого тела.

1. Введение

В определениях уравнений, сформулированных в классической механике, с аргументом, означающим время, предполагается, что его значения являются показаниями идеальных часов то есть, идущих абсолютно равномерно и потому демонстрирующих постоянную единицу времени. Время, представленное показаниями таких часов, Ньютон определил в [1], стр. 30, как “абсолютное, истинное математическое” в том смысле, что оно “протекает равномерно”. На практике, однако, в качестве часов используются реальные процессы. Все они, как он отметил ([1], стр. 31), “могут ускоряться или замедляться” и потому время, определяемое по таким часам, “относительное” ([1], стр. 30), поскольку в отличие от абсолютного оно измеряется единицей, не остающейся постоянной. Это обстоятельство является одной из причин отличия результатов измерений от вычисленных по уравнениям, описывающим исследуемый процесс. Обусловленной поэтому оказывается задача выявления следствий этого обстоятельства и их учета. Путь решения этой задачи указан, по сути, в следующем комментарии Ньютона ([1], стр. 31): “Абсолютное время различается в астрономии от обыденного солнечного времени уравнением времени. Ибо естественные солнечные сутки, принимаемые при обыденном измерении за равные, на самом деле между собой не равны”.

2. Уравнения движения материальной точки в абсолютном и относительном времени (теорема)

Если полагать, что эталонные (атомные) часы демонстрируют постоянную единицу времени, то решение этой задачи сводится к указанию перехода (преобразований) от уравнений, описывающих исследуемый процесс в абсолютном времени, представленном показаниями t' эталонных часов T' , к уравнениям, описывающим этот процесс в используемом в его исследовании относительном времени, представленном значениями t , в предположении функциональной зависимости

$$t = f(t'), \quad dt = df(t') = \gamma dt', \quad \gamma > 0, \quad (1)$$

и затем в сравнении таких уравнений и фигурирующих в них величин.

Эта задача остается актуальной в анализе движений тел, определяемых как точечные. Ее решение приводит к следующему *утверждению*. Пусть уравнения движения точечного тела P , определенные в абсолютном времени t' , имеют вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt'} = \mathbf{F}', \quad \mathbf{u} \frac{d\mathbf{p}}{dt'} = \frac{dW}{dt'} = (\mathbf{u}, \mathbf{F}'), \quad (2)$$

где $\mathbf{p} = m_0 \mathbf{u}$ — импульс тела P , определяемый как произведение его массы $m_0 = \text{const}$ на его скорость $\mathbf{u} = d\mathbf{r}/dt'$ в точке, указанной радиусом-вектором \mathbf{r} в лабораторной (инерциальной) системе

¹e-mail: Volchenko@library.univer.kharkov.ua

K , а $\mathbf{F}' = \mathbf{F}'(r, t')$ и $W = m_0 u^2/2$ — действующая на него сила и его кинетическая энергия. Чтобы перейти, используя (1), к уравнениям движения этого тела, определенным в относительном времени t , достаточно разделить первое из уравнений (2) на коэффициент γ , а второе — на γ^2 . Уравнения (2) принимают при этом вид

$$\frac{dp}{dt} = \mathbf{F}, \quad \mathbf{v} \frac{dp}{dt} = \frac{dE}{dt} = (\mathbf{v}, \mathbf{F}), \quad (3)$$

в котором они определяют движение тела P в системе K как обладающего импульсом $p = m\nu$, массой $m = \gamma m_0$, энергией $E = \int \nu d(m\nu)$ и происходящее со скоростью $\nu = \frac{dr}{dt} = \gamma^{-1}u$ под действием силы $F = F(r, t) = \gamma^{-1}F'(r, t'(t))$.

Комментируя это утверждение, будем полагать, что исследуется движение тела P по наблюдаемой в лабораторной системе траектории. Указанный участок AB этой траектории, определенный вектором dr , оно проходит за некоторое время, при определении которого (путем измерений или вычислений) допускается ошибка, которую будем считать систематической, состоящая в том, что вместо значения dt' , определяющего этот промежуток по часам T' , принимается значение dt . Возможны два варианта такой ошибки и их сочетание. В одном из них ошибка допускается при определении моментов по часам T' , в которые тело P проходит через точки A и B . В другом эти моменты определяются безошибочно, но время измеряется единицей, отличающейся от эталонной. В первом случае различными значениями dt' и dt определяются различные промежутки времени, во втором — один и тот же, но предполагается, что значение dt измерено эталонной единицей. В каждом из этих случаев имеет место равенство (1) и в этом смысле эти ошибки неразличимы. Далее для наглядности будем полагать, что значения t являются показаниями часов T . При одновременном использовании часов T' и T скорость тела P в точке A определится векторами u и v , $u = \gamma\nu$. Полагая при этом, что импульс тела P в этой точке может быть измерен независимо от измерения времени, приходим к равенствам $p = m_0 u = m\nu$, $m = \gamma m_0$, по которым определяется масса тела P , оказывающаяся представленной значениями m_0 и m . Если тело P движется в силовом поле и при перемещении из точки A в точку B его импульс получает приращение dp , определенное как разность импульсов, измеренных в точках A и B , то по измеренному времени этого перемещения определяется сила, обусловившая такое приращение импульса. По часам T' и T это время определяется значениями dt' и dt . При этом в соответствии с равенствами $dp = F'dt' = Fdt$, $F' = \gamma F$ эта сила определяется различными по величине векторами F' и F .

3. Применение теоремы к описанию движения заряда в электромагнитном поле

Использование этого утверждения применительно к случаю, когда тело P обладает электрическим зарядом $e = const$ и движется в электромагнитном поле, приводит к следующим заключениям.

Если тело P движется в магнитном поле с индукцией B , то уравнения (2), (3) принимают вид

$$\frac{dp}{dt'} = e[u, B], \quad \frac{dp}{dt} = e[\nu, B]. \quad (4)$$

Иллюстрируя эти уравнения, обратимся к измерению масс ионов с использованием масс-спектрометра. В масс-спектрометр тело P влетает со скоростью, перпендикулярной направлению однородного магнитного поля в нем, и движется по окружности, радиус r которой измеряется. Интегрирование уравнений (4) приводит при этом к равенствам $m_0 u^2 r^{-1} = euB$, $m\nu^2 r^{-1} = e\nu B$; $p = m_0 u = m\nu = erB$,

из которых следует, что по измеренным значениям e , r и величины B индукции B определяется величина p импульса тела P . А чтобы определить массу тела P необходимо измерить его скорость перед тем, как оно влетело в масс-спектрометр. При использовании часов T' и T эта скорость определяется величинами u и ν . Соответственно, масса тела P определится значениями $m_0 = erB/u$ и $m = erB/\nu$.

Если тело P движется в электрическом поле, то уравнения (2), (3) принимают вид

$$\frac{dp}{dt'} = eE', \quad \frac{dp}{dt} = eE; \quad E' = \gamma E. \quad (5)$$

При этом в отличие от индукции, которая в каждом из уравнений (4) определяется одним и тем же вектором B (так как преобразование силы $F' = \gamma F$ в этих уравнениях осуществляется за счет преобразования скорости $u = \gamma\nu$, напряженность электрического поля при использовании часов T' и T определяется различными по величине векторами E' и E).

Это утверждение иллюстрируется следующим экспериментом.

Тело P влетает в плоский конденсатор длиной l с однородным электрическим полем в нем со скоростью, перпендикулярной направлению поля. Вдоль конденсатора оно движется с постоянной скоростью, но под действием поля обретает скорость, параллельную полю, и отклоняется от первоначального направления на угол θ , который измеряется. Если величина напряженности электрического поля в конденсаторе неизвестна, то она может быть вычислена по значениям величины p импульса и скорости тела P , измеренным перед тем, как оно

влетело в конденсатор. При этом, интегрируя (5), получим

$$E' = pu/(el) \tan \theta, E = pv/(el) \tan \theta, E' = kE,$$

где l/u и l/ν - значения времени, за которое тело P пролетело через конденсатор, соответствующие его измерению по часам T' и T . Эти равенства и доказывают это утверждение.

Объединяя оба случая, запишем уравнения движения тела P , соответствующие использованию часов T и T' , в виде

$$\frac{dp}{dt} = \epsilon(E + [\nu, B]); \nu \frac{dp}{dt} = \frac{dE}{dt} = \epsilon(\nu, E); \quad (6)$$

$$\frac{dp}{dt'} = \gamma \epsilon(E + [\nu, B]); u \frac{dp}{dt'} = \frac{dW}{dt'} = \gamma \epsilon(u, E). \quad (7)$$

4. Релятивистские уравнения движения материальной точки

Уравнения (2), (3) принимают вид, в котором они определены в релятивистской механике, если полагать, что относительное время t измеряется единицей, зависящей от скорости тела P в лабораторной системе, и эта зависимость такова, что коэффициент γ и, соответственно, равенство (1) имеют вид

$$\gamma = (1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}, dt = (1 - \nu^2/c^2)^{-1/2} dt', \quad (8)$$

где $c = const$ - скорость света в вакууме.

Уравнения (6), (7) с учетом замены в них индукции B напряженностью магнитного поля H принимают при этом вид

$$\frac{dp}{dt} = \epsilon(E + \frac{1}{c}[\nu, H]); \frac{dE}{dt} = \epsilon(\nu, E); \quad (9)$$

$$\frac{dp}{dt'} = \epsilon(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}(E + \frac{1}{c}[\nu, H]);$$

$$\frac{dW}{dt'} = \epsilon(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}(u, E); \quad (10)$$

$p = m_0 u = m \nu$, $m = m_0(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}$, $u = \nu(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}$, $W = m_0 u^2/2$, $E = mc^2$.

В этом виде уравнения (9) и первое из уравнений (10) приведены, в частности, в [25, гл. II в [2]]. А вместо второго из уравнений (10) в [2] указано уравнение

$$\frac{du_0}{dt'} = \frac{e}{m_0 c}(u, E), u_0 = c(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}. \quad (11)$$

Противоречия в этом нет, так как энергия W в (10) определяется с точностью до произвольной постоянной, которую можно определить как $m_0 c^2/2$, и с учетом того, что при этом $W = (1/2)m_0 c^2(1 + u^2/c^2) = (1/2)m_0 c^2(1 - \nu^2/c^2)^{-1}$, второе из уравнений (10) переходит в (11). Отметим еще, что согласно (8), (11) имеют место равенства

$$c^2 dt'^2 = c^2 dt^2 - dr^2, c^2 = u_0^2 - u^2. \quad (12)$$

5. Явление абберации света и преобразование координат

Измерение времени единицей, использование которой приводит к равенствам (8), (12), обусловлено следующим обстоятельством. По эталонным (атомным) часам T' время измеряется в том месте, в котором они установлены. Если событие происходит в другом месте, то его время определяется по этим часам с учетом запаздывания информации о нем. И если этой информацией является световой сигнал M (ультракороткий, длительностью в несколько фемтосекунд, световой импульс, перемещающийся вдоль луча, исходящего из места события), преодолевший в вакууме расстояние r от места события до часов, то его запаздывание определяется значением r/c . При этом время измеряется единицей, равной его промежутку, за который этот сигнал проходит расстояние $c = const$. Если по таким сигналам определяется движение тела P (например, движение болида в ночном небе), то, кроме запаздывания, нужно учитывать и их *абберацию*, состоящую в следующем. Если тело P , определяемое как точечный источник световых сигналов, покоится в точке B в лабораторной системе K , то излученный им сигнал M достигает покоящейся в ней точки O , в которой он регистрируется, пройдя сквозь трубку, ось которой совмещена с прямой BO . Но если тело P движется в системе K , то сигнал M , излученный им в направлении, параллельном прямой BO , движется в системе K вдоль прямой, составляющей с прямой BO , угол *абберации* и потому может пройти через эту трубку, если ее ось составляет с прямой BO этот угол. При этом на траектории тела P есть точка A такая, что сигнал M , излученный телом P в момент прохождения через точку A в направлении, параллельном прямой BO , достигает точки O , пройдя через эту трубку, в момент, когда тело P достигает точки B . Если полагать, что в системе K тело P движется прямолинейно и равномерно, по крайней мере, в некоторой окрестности точки B , включающей и точку A , и что таким же является движение сигнала M в системе K и в системе K' , связанной с телом P , то за время, в течение которого тело P проходит в системе K путь $AB = dr$, сигнал M проходит в системе K путь AO , а в системе K' - путь, равный BO . И так как длины сторон AO и BO в треугольнике AOB , вообще говоря, различны, а скорость сигнала M в системах K и K' определяется одной и той же величиной $c = const$, то из условий $cdt = AO$, $cdt' = BO$ следует, что значения dt и dt' , определяя один и тот же промежуток времени, различны. Из чего следует, что они измерены различными единицами времени. При этом значение dt' можно считать измеренным эталонной единицей времени при дополнительном условии. А именно:

промежуток времени, за который сигнал M проходит путь длины $c = const$, одинаков и не зависит от направления в каждой инерциальной системе, в которой излучивший его источник покоится, и зависит от скорости источника в других системах.

Если движение тела P в системе K прямолинейно и равномерно, то угол *абберации*, определяемый в точке O , зависит от величины скорости тела P и от угла между его траекторией и прямой AO . Эта зависимость становится наглядной, если обратить эту схему то есть полагать, что сигнал M исходит из точки O , а не приходит в нее из точки A . А именно, тело P излучает сигнал M в момент прохождения через точку O . При этом за время, определяемое по часам T' значением dt' , тело P проходит в системе K путь $d = dr$, а сигнал M оказывается в какой-либо точке A сферы с радиусом $p = cdt'$ с центром, совмещенным с телом P . Угол α при вершине A в треугольнике OAP - это и есть угол абберации. Этот угол острый, если $p > d$, и принимает значения от нуля до $\pi/2$, если $p = d$, и от нуля до π , - если $p < d$. В частности, если $p < d$ и $\alpha = \pi/2$, то с учетом определения $OA = cdt$ имеет место равенство - $c^2 dt'^2 = c^2 dt^2 - dr^2$. Если же сигнал M движется в системе K' , связанной с телом P , в направлении, перпендикулярном направлению движения тела P , то в каждом из этих случаев имеют место также и равенства (12), где u_0 - скорость сигнала M в системе K , измеренная с использованием эталонной единицы времени. При этом преобразования при переходе от системы K' к системе K имеют вид

$$\begin{aligned} x &= d + x' = ut' + x' = vt + x', y = y', z = z', \\ t &= t'(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

6. Обсуждение результатов

Комментируя эти преобразования, отметим следующее. Какое-либо событие может быть определено в системах K' и K в один и тот же момент или в различные. В первом случае оно определяется в каждой из них при одном и том же значении d смещения системы K' в системе K , а во втором - в системе K' при значении d_1 этого смещения, а в системе K - при значении d_2 . В этой связи преобразования (13) соответствуют первому случаю, а второму - преобразования Лоренца

$$\begin{aligned} x &= (x' + \nu t')(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}, y = y', z = z', \\ t &= (t' + (\nu/c^2)x')(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Такое отличие преобразований (14) от (13) устанавливается путем сравнения преобразований (14) с преобразованиями

$$x = (x' + \nu \tau')(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}, y = y', z = z',$$

$$\tau = (\tau' + (\nu/c^2)x')(1 - \nu^2/c^2)^{-1/2}; \quad (15)$$

$$\tau' = t' - (\epsilon/c)x', \tau = t' + (\epsilon/c)x = t + (\epsilon/c)x';$$

$$\epsilon = |\beta|(1 + (1 - \beta^2)^{1/2})^{-1}, \beta = \nu/c, \quad (16)$$

где ϵ - эксцентриситет эллипсоида с фокусами в началах систем K' , K , эквивалентными преобразованиям (13), если $x' \in [-ct'(1 - \epsilon)^{-1}, ct'(1 - \epsilon)^{-1}]$. А именно, если в системе K' какое-либо событие указано величинами x', y', z', t' , то в системе K оно определяется величинами x, y, z, t' или t , найденными по формулам (13) или по формулам (15), в которые вместо значения t' подставляется значение τ' , определенное согласно (16). Если же в таком переходе использовать преобразования (14), то в системе K это событие будет определено согласно первой из формул (16) в момент $t'_1 = t' + (\epsilon/c)x'$ по часам T' . То есть с запаздыванием в сравнении с t' , если $x' > 0$, и с опережением, если $x' < 0$. В результате события, определенные в системе K' в один и тот же момент t' , но с различными значениями координаты x' , определяются посредством (14) в системе K в различные моменты времени и, соответственно, при различных значениях смещения d системы K' в системе K . Этим и объясняется так называемое лоренцево сокращение $\Delta x = (1 - \nu^2/c^2)^{-1/2} \Delta x'$, следующее из (14) при условии $\Delta t' = 0$. Если же $dx' = 0$, то преобразования (13), (14), как и (15), в которых при этом согласно (16) $d\tau' = dt'$, $d\tau = dt$, приводят к одному и тому же равенству (8), в котором dt' и dt определяют один и тот же промежуток времени.

Отметим в этой связи следующее обстоятельство. Определение часов, демонстрирующих абсолютное время, которое Ньютон использовал во всех своих рассуждениях в [1], он увязал со своим первым законом. А именно, если точечное тело M , на которое не действуют силы, движется относительно тела O , на которое также не действуют силы, то движение тела M в системе K , связанной с телом O , прямолинейно и равномерно. Достаточно поэтому определить путь какой-либо длины с тела M в системе K в качестве его скорости в этой системе, чтобы тем самым указать часы в системе K , идущие абсолютно равномерно. В частности, законы Кеплера, как показал Ньютон, являются следствием такого определения часов. Другое следствие такого определения часов состоит в том, что их использование приводит к двум вариантам преобразований при переходе от одной инерциальной системы к другой. В одном из них скорость тела M , определенного выше, указывается в таких системах различными величинами, согласованными так, чтобы определяемые по этим величинам скорости единицы времени оказались равными. В другом - скорость тела M определяется в таких системах одной и той же величиной c . И тогда единицы времени, определенные в них по этой

скорости, оказываются различными. В первом случае имеют место преобразования Галилея, во втором - другие, в частности, преобразования (13) или (15), (16), а также преобразования Лоренца (14).

7. Заключение

Утверждение, изложенное в п. 2, приводит, как это показано выше, к иному, нежели в специальной теории относительности (СТО) [2,3], истолкованию экспериментов, уравнений релятивистской механики, преобразований Лоренца и принципа относительности. Одна из причин такого отличия обусловлена тем, что единица времени, определяемая по скорости $c = \text{const}$ светового сигнала в вакууме, считается в СТО одной и той же во всех инерциальных системах, а не только в тех, в которых излучивший его источник покоится, как это определено выше в соответствии с анализом явления абберации. В результате в отличие от того, что утверждается выше, равенство (8) и лоренцевы сокращения, следующие из преобразований Лоренца (14), истолковываются в СТО как определяющие замедление времени в системе K в сравнении со временем в системе K' и сокращение размеров тел в системе K' в сравнении с их размерами в системе K . К тому же, согласно СТО событие считается определенным одновременно в системах K' и K , если определяющие его в этих системах четверки величин x', y', z', t' и x, y, z, t преобразовываются по формулам Лоренца (14), а не по формулам (13) или (15), (16).

Такого рода сравнение оказывается возможным обобщить с учетом следующего обстоятельства. Четырехмерное псевдоевклидово пространство $E^4_{(1,3)}$, определяемое как объект алгебры, представлено в ней арифметической реализацией, элементом которой является упорядоченная четверка чисел. Минковским указана иная реализация этого пространства, элементом которой является объект, представленный вектором, определенным в стереометрии Евклида, и отрезком оси, которую он определил как ось времени. Эта реализация под названием пространство-время принята в СТО в качестве пространства событий. Она, однако, не является вполне геометрической, поскольку в ней используется понятие времени, не являющееся объектом геометрии. Использование изоморфизма позволяет указать альтернативное истолкование каждого эксперимента и каждого утверждения, сделанного в СТО. Это утверждение, собственно, и проиллюстрировано в данной статье.

Литература

[1] И.Ньютон, Математические начала натуральной философии. (Собрание трудов академика А.Н. Кры-

лова. Т.7, М.-Л.: изд-во АН СССР. 1936.)

- [2] В.А. Фок, "Теория пространства, времени и тяготения," М: Физматгиз, 1961.
- [3] А. Эйнштейн, "Сущность теории относительности," М: И.Л., 1955. (A. Einstein, "The Meaning of Relativity," Princeton, 1953)
- [4] А.П. Волченко, "О двух вариантах измерения времени." Средневожское математическое общество, препринт № 6, Саранск (1999).

ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИРОДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Ю.А. Богданов¹

*АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации”
а/я 589, ул. Коломенская, 3, г. Харьков 61166, Украина*

Поступила 30 октября 1998 г.

Настоящая работа включает в себя рассмотрение некоторых явлений и процессов, обнаруженных экспериментально, которые отражают энергоинформационные воздействия пространственных материальных форм на вещество.

Полученные результаты в значительной степени стали возможны благодаря применению разработанного автором дистанционного электромагнитного обнаружителя напряжений “Гезей”. Выполненные с его помощью наблюдения за естественным импульсным электромагнитным полем Земли (ЕИЭМПЗ) позволили выявить и изучить импульсно-электромагнитный эффект формы (ИЭМПЭФ) и его проявления, связанные с техногенными и природными образованиями, а также взаимодействия указанных полей с биологически активными объектами [1-5].

В процессе исследований влияния материальных форм на распределения импульсных электромагнитных полей (ИЭМП) выяснилось, что источником излучения служит литосфера, а здания и сооружения представляют собой волноводы. Которые, изменяя конфигурацию ЕИЭМПЗ в соответствии с геометрическими соотношениями, формируют распределения ИЭМПЭФ.

Влияние этих тел заключается в преобразовании распределения энергетических характеристик ИЭМП (образование локальных сгущений или разрежений) по аналогии с действием диэлектриков. Электромагнитные волны, распространяющиеся в объеме зданий и сооружений, создают разнообразные картины поля.

Поля повышенной и пониженной энергетической плотности создаются элементами архитектурных форм и их пропорциями.

Впервые выявлены особенности распределения полевых эффектов на территории различных городов (Днепропетровск, Северодвинск, Севастополь и др.), их взаимодействие с градостроительными объектами и системами коммуникаций. Показана связь между уровнем интенсивности излучений и возникновением дорожно-транспортных происшествий, аварийных ситуаций на предприятиях зон распространения экологических загрязнений.

Массивы пород, генерирующие электромагнитную энергию, являются источниками информации о протекающих в них процессах, являются очагами

опасных явлений и поэтому требуют постоянного наблюдения.

Геологические структуры Земли характеризуются различными физическими полями как стабильными, так и меняющимися во времени и пространстве от глобального (планетарного) характера до локального (небольшой участок Земли, дом, квартира). В зависимости от масштабов и активности структуры, физических полей, особенности их проявления будут различны. Известно, что наибольший энергетический потенциал создают тектонические движения, обусловленные гравитационной, ротационной, радиогенной энергиями, физико-химическими и механоэлектрическими преобразованиями вещества Земли. Кроме тектонических, обнаруживаются и другие природные энергоаномальные воздействия на живые организмы.

Удалось зафиксировать факты, что орогенетические циклы планетарного горообразования могут выступать космическими регуляторами, каждый раз начинающими новую эру распределения пространственных информационных потоков, кодирующих развитие базовых гелиобиологических процессов на Земле.

По-видимому, происходят бифуркационные переходы, исключающие возможность предсказаний конкретных ближайших изменений. В отдельных случаях природа позволяет проследить полевые изменения до и после бифуркационного перехода, наблюдать возникновение каркасно-сеточной структуры. Наиболее яркими примерами бифуркационно-

¹e-mail: rai@ira.kharkov.ua

го перехода можно считать феномены, связанные со встречей планеты Юпитер и кометы Шумейкер-Леви-9, летом 1994 г., или солнечное затмение 11 августа 1999 г. Это дает возможность воспроизвести природные феномены и превратить их в современные технологии. Предложен способ обработки и очистки воды, а именно способ очистки питьевой воды в артезианских скважинах. Подлежащие удалению ионы металлов осаждаются в виде твердых гидроксидов. Осуществляют способ с помощью размещения на площадке по обе стороны от скважины не менее двух тел таким образом, чтобы при их продолжении в пространстве образовалась геометрическая форма, обладающая минимальной симметрией в плоскости или пространстве, а максимум усиления сигнала приходился на водоносный горизонт. От интенсивности сигналов, в свою очередь, во многом зависит скорость химических реакций, в том числе растворимость минеральных солей, а следовательно и пригодность воды, добываемой из скважины для промышленных и бытовых нужд. Исследованиями установлено, что в процессе экспонирования некоторых веществ в различных архитектурных формах или их размещения в активных зонах излучения наблюдается следующее:

1. Снижается уровень токсичности любых веществ, экспонированных даже короткое время, в т.ч. отравляющих веществ (ОВ).
2. Снижается уровень радиоактивности веществ.
3. Снижается уровень патогенности различных белковых образований (вирусов, бактерий), экспонированных в пирамиде.
4. В зоне пирамиды либо в зоне предметов, экспонированных в пирамиде, снижается эффективность любых воздействий психотропного характера.
5. Весьма обнадеживающие данные получены в случаях применения стандартных растворов (глюкоза, изотонический раствор и др.) внутривенно и наружно при алкоголизме и наркомании даже в очень запущенных формах.

На рис.1 проиллюстрирован эффект изменения физических характеристик обычной соли экспонированной в зоне повышенной интенсивности сигналов естественного излучения.

Все выявленные феномены в разной степени обладают энергоинформационной активностью, т.е. способностью воздействовать на живую и неживую материю. Однако наши знания о последствиях такого воздействия и результатов взаимодействия ограничены и явно недостаточны для оптимального существования человека в мире, насыщенном таким количеством и разнообразием взаимодействий, с которыми человек в процессе своей эволюции вообще не встречался.

Наука способствует раскрытию сложных механизмов структурирования пространства обитания человека. Каждому из нас в определенной обста-

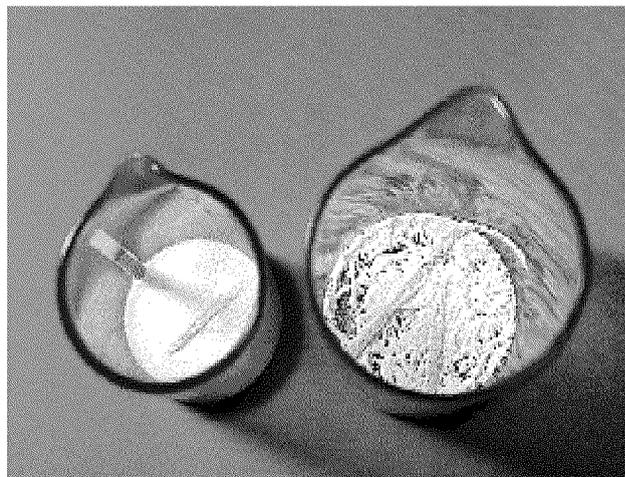


Рис. 1: Эффект изменения физических характеристик вещества

новке или определенном месте приходилось испытывать необычайный подъем или смутное беспокойство. Как правило, не осознается, какие факторы повлияли на возникновение подобных реакций. Компоненты окружающей среды, будь то электромагнитные поля, геофизические энергии или другие качества, способны изменить любое чувственное восприятие

В новом тысячелетии, уже достаточно очевидно, что создаваемая человечеством техносфера подобно цепной реакции порождает непредвиденные побочные эффекты, требует неоправданно больших усилий для минимизации негативных последствий. Признание этой проблемы необходимое, но недостаточное условие ее разрешения. Требуется системное осмысление всего опыта человеческих отношений с окружающим миром. Ускорение прогресса не оставляет возможностей для стратегии проб и ошибок, предлагаемые решения насущных проблем сегодня должны быть не только научно обоснованы, но прежде всего учитывать их целостное восприятие этих проблем.

Литература

- [1] Ю.А.Богданов. Электромагнитный метод и аппаратура для изучения и прогнозирования опасных геологических процессов и явлений./ Научно-информационный вестник ИТАР-ТАСС и ассоциации "Экология непознанного", "Аномалия", №4, 1993 г.
- [2] Ю.А.Богданов, В.Н.Саломатин, В.Я.Ткачев, А.Н.Одинцов О перспективах применения метода ЕИЭМПЗ в Донбассе./ Уголь Украины, №8, 1993 г.
- [3] Оценка влияния геопатогенных зон на адаптационные процессы в живом организме.-Отчет по НИР

УкрНИИФЭЗ, Харьков, 1993-Руководитель НИР
А.Н.Гладкова.

- [4] Отчет об инженерно-геологических изысканиях на участке горизонтального отстойника №2 комплекса очистных сооружений в г.Комсомольске Полтавской обл. - УкрвостокГиинтиз, 1993 г. Руководитель работ Крамаренко О.А., Богданов Ю.А.
- [5] Изучение причин и характера деформаций резервуара чистой воды. Экспертиза состояния конструкции резервуара с разработкой рекомендации по его восстановлению. - Отчет по НИР, Феодосия, 1992 г., руководитель НИР Богданов Ю.А.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

В.А. Балабай¹

АО “Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации”
а/я 589, ул. Коломенская, 3, г. Харьков 61166, Украина

30 октября 1998 г.

В статье приведен анализ существующих методов измерения основных характеристик физического вакуума. Результаты анализа показали, что физический вакуум обладает энергетическими характеристиками, а его неоднородности представляют собой источники (стоки), создающие температурные градиенты и диффузионные потоки. Взаимодействие тел в физическом вакууме описывается общими закономерностями, присущими процессам в термодинамике, электродинамике, газу и гидродинамике, которые описывают явления переноса и диффузии.

1. Введение

Гравитационная среда с точки зрения обычных физических представлений о средах — жидких, твердых, газообразных — представляет собой идеальную среду, включающую в себя все идеализированные свойства известных физических сред.

Во-первых, ее можно рассматривать как “абсолютно твердое тело” [1], так как возмущения в ней приводят к возникновению поперечной волны (световые колебания), что свойственно только твердым телам.

Во вторых, она обладает свойствами идеальной несжимаемой жидкости, свойства которой описываются законами термодинамики. Данный теоретический подход позволил Максвеллу [2] вывести уравнения электромагнитного поля и теоретически вывести скорость возмущений (световых колебаний), возникающих в такой среде, величина которой впоследствии была подтверждена в физических экспериментах по определению скорости света. При этом он исходил из следующих основных предположений [2]:

” — математические законы стационарного движения тепла в однородных средах тождественны по форме с законами притяжений, будучи обратно пропорциональными квадрату расстояния. Заменяя центр притяжения источником тепла, ускоряющее действие притяжения — тепловым потоком, потенциал — температурой, мы преобразуем решение задач о притяжении в решение соответствующих задач по теплопроводности;

— места, где жидкость создается, мы будем

называть истоками, и их интенсивность будет определяться числом единиц количества жидкости, производимой ими в единицу времени. Те же места, где жидкость уничтожается, мы будем называть стоками. И те и другие будем называть источниками.

В третьих, частицы гравитационной среды, придающие ей уникальные свойства, описываются понятием невзаимодействующих частиц с нулевой массой покоя, находящихся в постоянном движении [3], для которых отсутствует взаимодействие при столкновениях и которые по гипотезе Римана [4] “непрерывно устремляются в весомые атомы и там исчезают из осязаемого мира, или же, в весомых атомах материя из осязаемого мира постоянно переходит в неосязаемый. Причину исчезновения материи следует видеть в непосредственно предшествующем возникновении в атомах некоторой неосязаемой субстанции, так что весомые тела являются как бы местом соприкосновения осязаемого и неосязаемого миров (в каждый весомый атом поступает в каждый момент определенное количество материи, пропорциональное силе тяготения, и там исчезает). Существующую ... силу ускорения я пытаюсь объяснить движением некоей субстанции, наполняющей все бесконечное пространство, а именно, допуская, что направление ее движения совпадает с направлением силы ускорения, а скорость ее пропорциональна величине силы ускорения. Эту субстанцию можно представить себе как физическое пространство, точки которого движутся в геометрическом пространстве.”

В четвертых, наличие источников (атомов, элементарных частиц), создающих неоднородности в

¹e-mail: grav@insurance.kharkov.ua

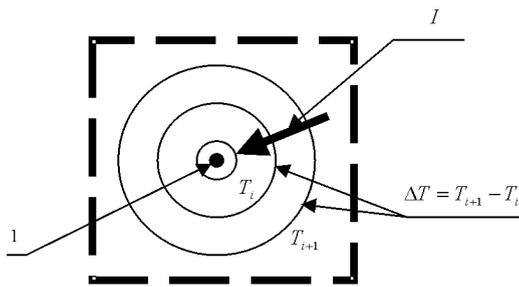


Рис. 1: Структура неоднородностей вакуума (1 — сток)

гравитационной среде, приводит к возникновению потоков среды, областей повышенной и пониженной плотности среды (давления, температуры). Потoki среды приводят к возникновению сил инерции и тяготения, электрических и магнитных потоков, а области повышенной и пониженной плотности среды воспринимаются нами как градиенты температур, давлений, плотностей, как электрические и магнитные потенциалы.

Впятых, температура (плотность, давление) гравитационной среды определяет метрику (ход течения времени, мерность, протяженность) физического пространства [5].

2. Взаимосвязь физических параметров пространства

В дальнейшем пространством будем называть физический вакуум, включающий в себя понятие гравитационной среды с совокупностью неоднородностей. Неоднородность физического вакуума будем называть источником, а совокупность неоднородностей — семейством источников. Наличие источника, характеризуемого понятием интенсивности или температуры, создает в окружающем пространстве градиент температур или плотностей среды. В силу того, что источник представляет собой сток и создает пониженную плотность среды (рис. 1) или разность температур ΔT , в окружающем источнике пространстве возникает процесс переноса вещества (энергии, импульса)

Процесс переноса вещества характеризуется плотностью диффузионного потока и проявляется в способности перемещения материальной массы. Критерием плотности диффузионного потока является напряженность гравитационного поля g , которая равна силе, с которой поток действует на материальную точку с массой, равной единице и помещенной в данную точку пространства с радиус-вектором r :

$$g(r) = \frac{F(r)}{m}, \quad F(r) = mg(r). \quad (1)$$

Масса вещества, переносимая при диффузии за

единицу времени в сторону убывания плотности (или температуры) вещества определяется законом Ньютона, описывающего явление переноса:

$$mg(r) = G_N \frac{mM_{II}}{r^2}, \quad (2)$$

откуда

$$g(r) = -G_N \frac{\partial T}{\partial r} = G_N \frac{T}{r^2}. \quad (3)$$

где коэффициент диффузии G_N называется гравитационной постоянной, а интенсивность источника M_{II} , создающего температурную или плотностную неоднородность среды, получила название массы материального тела.

Установим взаимосвязь температурных и плотностных характеристик физического вакуума. Окружающую источник среду представим в виде идеального газа, состоящего из движущихся не взаимодействующих частиц, каждая степень свободы которой в среднем обладает вполне определенной энергией ε . Согласно закону Максвелла для идеального газа энергия частицы пропорциональна абсолютной температуре среды, причем коэффициентом пропорциональности служит половина постоянной Больцмана, которая представляет собой частное от деления универсальной газовой постоянной на число Авогадро:

$$\varepsilon = \frac{k}{2}T, \quad (4)$$

где

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \times 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}. \quad (5)$$

С другой стороны энергия частицы представляет собой кинетическую энергию:

$$\varepsilon = \frac{mV^2}{2}, \quad (6)$$

где m — «масса» частицы, V — ее скорость.

Так как в соотношениях (6) и (8) энергия ε является характеристикой одной и той же частицы, то из равенства правых частей этих соотношений следует:

$$\frac{k}{2}T = \frac{mV^2}{2}, \quad (7)$$

или

$$T = \frac{m}{k}V^2 = \frac{mN_A}{R}V^2. \quad (8)$$

Учитывая, что величина $mN_A \equiv N_A\mu \cdot 1\text{а.е.м.} = M$ отображает массу моля, которая называется молекулярной массой M и описывает плотностную характеристику среды единичного (молярного) объема; μ — молекулярная масса вещества — безразмерная величина, равная отношению массы его

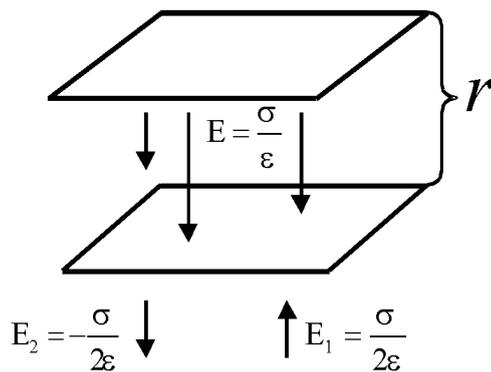


Рис. 2: К определению градиента температур вакуума

молекулы к $\frac{1}{12}$ массы ядра атома ^{12}C ; (а.е.м.) — атомная единица массы, равная $\frac{1}{12}$ массы ядра атома ^{12}C ; моль — количество вещества, содержащее столько молекул, сколько атомов содержится в 12г изотопа углерода ^{12}C ; V^2 — квадрат скорости частицы среды, выступает в роли постоянного газового коэффициента; R — универсальная или молярная газовая постоянная, $R = 8,31441 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль})$, приходим к выводу, что соотношение (8) выражает взаимосвязь температурных и плотностных характеристик среды и указывает на идентичность температурных и плотностных представлений.

3. Взаимосвязь физических свойств материальных тел с температурой физического вакуума

Исходя из введенной терминологии под понятием материального тела будем понимать совокупность неоднородностей физического вакуума или любое семейство источников.

1. В силу того, что источники могут обладать различной интенсивностью, то и тела, состоящие из источников различной интенсивности, будут обладать различной температурой, отличной от температуры физического вакуума. Другими словами в объеме материального тела создается пониженная плотность физического вакуума — градиент плотностей или температур. Градиент температур или плотностей характеризуется представлениями о потенциале и эквипотенциальных поверхностях и описывается разностью потенциалов $\varphi(r) - \varphi(0) = \frac{\Delta T}{\epsilon} r$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, для физического вакуума $\epsilon = 1$ (рис. 2). Поэтому можно говорить, что между любыми материальными телами, состоящими из источников различной интенсивности, или между материальным телом и физическим вакуумом всегда

существует разность потенциалов (гравитационных или электрических), [7].

2. Изменение плотности или температуры физического вакуума вызывает соответствующие изменения температуры материального тела и всех его метрических и физико-химических характеристик. Так как физическая температура эквивалентна плотности физического вакуума, то изменение всех характеристик материального тела при температурных градиентах будет эквивалентно изменению плотности физического вакуума.

4. Методы измерений основных характеристик физического вакуума

4.1. Методы измерения градиента плотности физического вакуума (градиента гравитационной температуры)

а) *Метод измерения электрического потенциала.* Основан на предположении о том, что в области источника и между источниками различной интенсивности всегда существует электрическая разность потенциалов. Так например, над поверхностью Земли, представляющей собой совокупность источников (семейств) различной интенсивности, конфигурация эквипотенциальной поверхности адекватна интенсивности источников и схематично изображена на рисунке. Неоднородность распределения потенциала над поверхностью Земли известна с древнейших времен и применяется для определения подпочвенных вод, рудных и нефтяных месторождений с помощью лозы или так называемого лозоходства. Непосредственное участие человека в этом процессе определило его общее название — биолокация. Измерение разности потенциалов без участия человека производится электронным биолокатором [8], схема которого показана на рис 3.

Описываемое электронное устройство представляет чувствительный индикатор, реагирующий на электрическое поле, которое можно усилить, определив таким образом залегание подпочвенных вод или наличие скрытой электропроводки в стенах зданий. При этом измеряется потенциал эквипотенциальной поверхности, которую приобретает телескопическая антенна измерительного устройства относительно “эталонного” потенциала, создаваемого источником питания. Вход измерительного устройства должен обеспечивать малый входной ток для устранения влияния “эталонного” потенциала на потенциал, создаваемый в телескопической антенне.

Устройство изготовлено на базе двух операционных усилителей и трех электронных ключей с питанием от двухполярного источника. К выходу перво-

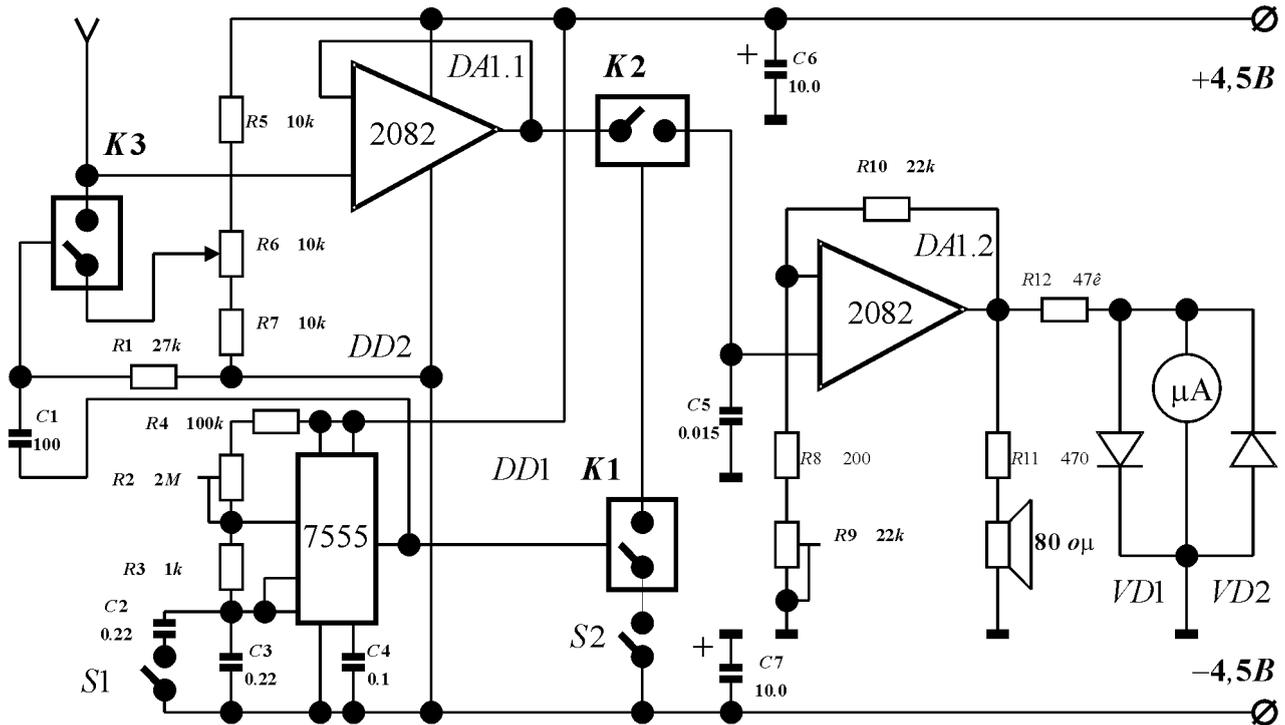


Рис. 3: Схема электронного биолокатора

го усилителя, который включен в качестве повторителя напряжения с высоким входным сопротивлением, подсоединена телескопическая антенна. Ее потенциал относительно земли зависит от параметров электрического поля. “Уловленные” антенной положительные и отрицательные заряды изменяют напряжение на выходе первого усилителя, которое через ключ $K1$ поступает на вход второго усилителя с возможностью регулирования коэффициента усиления.

Два других ключа — $K2$ и $K3$ — действуют в такт с частотой, которую вырабатывает мультивибратор на интегральном таймере $DA2$. Ключ $K3$, подсоединенный к антенне, связан с потенциометром $R6$, при этом напряжение на конденсаторе $C3$ и управляющем выводе ключа примерно равно алгебраической сумме от антенного напряжения и того, которое задается потенциометром $R6$. С другой стороны, чувствительность первого усилителя относительно антенны зависит от частоты, с которой емкость $C2$ разряжается через ключ $K3$.

Частоту мультивибратора можно изменять потенциометром $R1$ и переключателем $S2$, регулируя таким образом в больших пределах чувствительность прибора. Общая чувствительность электронного биолокатора повышается и при замкнутом положении переключателя $S2$.

Взамен обозначенных на схеме усилителей $DA1.1$

и $DA1.2$ можно использовать любые операционные усилители с малым входным током. Из отечественных микросхем подойдут операционные усилители $K140UD8$, $K140UD13$, $K140UD18$, $K140UD22$, $K544UD1$. Наиболее удобен в данной схеме двухканальный операционный усилитель типа $K574UD2A$, Б. Однако при замене усилителей необходимо применять соответствующие цепи коррекции, а также изменить питание схемы.

Интегральная схема $DD1$ (4066) содержит четыре аналоговых ключа, три из которых используются в схеме. Из отечественных микросхем для замены наиболее подходят двунаправленные переключатели типа $KP1561KT3$. Вместо интегрального таймера $DD2$ (7555) можно использовать отечественный аналог $K1006BI1$. Измерительная головка рассчитана на ток $50 - 500mA$. Диоды $VD1$, $VD2$ — любые германиевые.

Простой индикатор постоянных и переменных электрических полей [8] может быть собран с использованием в качестве регулируемого внешним электрическим полем делителя напряжения — резистора $R1$ и канала полевого транзистора (рис. 4). В качестве управляемого генератора импульсов использован генератор на микросхеме $K122TL1$. В нагрузку генератора для индикации включены высокоомные головные телефоны типа ТОН-1 (ТОН-2). При наличии внешнего постоянного или пере-

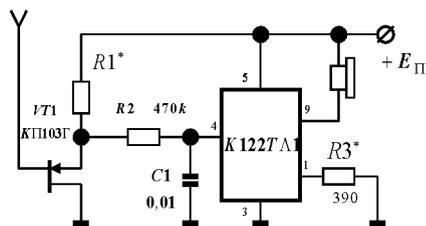


Рис. 4: Схема индикатора электрических полей

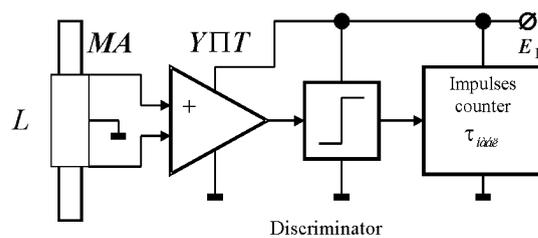


Рис. 6: Схема индикатора плотности среды

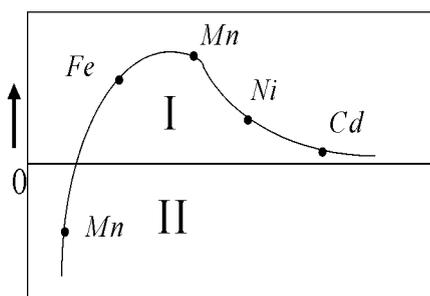


Рис. 5: Обменная энергия в ферромагнетиках (стрелкой показано ее увеличение)

менного электрического поля сигнал, наводимый на антенну, поступает на управляющий электрод полевого транзистора (затвор), что вызывает модуляцию сопротивления канала полевого транзистора. В итоге падение напряжения на делителе напряжения изменяется, что в свою очередь вызывает появление генерации с изменяющейся частотой (появление пакета импульсов).

Для осуществления “прецизионных” измерений градиента гравитационной температуры необходимо зафиксировать “эталонный” потенциал — исключить влияние температурной нестабильности материального тела и обеспечить температурную стабильность источника.

б) *Метод измерения магнитной проницаемости.* Для измерения гравитационной температуры пригодны все материальные тела, физические параметры которых (например, диэлектрическая и магнитная проницаемость) резко реагируют на температурный градиент и которым присуща “высокая температурная чувствительность”. К материалам, обладающим очень высоким значением магнитной проницаемости и высокой чувствительностью к температурным изменениям, относятся ферромагнитные материалы [11].

Ферромагнетизм связан с кристаллической структурой вещества. Между электронами соседних атомов кристалла имеется обменное взаимодействие, стремящееся ориентировать спины их электронов параллельно или антипараллельно друг другу, в

зависимости от отношения постоянной кристаллической решетки a к диаметру орбиты рассматриваемого электрона d . При положительных значениях обменных сил (I) нескомпенсированные спины электронов соседних атомов ориентируются в одном направлении, в результате чего вещество становится ферромагнетиком, при отрицательных же значениях этих сил (II) спины электронов ориентируются антипараллельно друг другу и такие вещества являются антиферромагнитными (рис. 5). Изменение гравитационной температуры (плотности среды) должно приводить к изменению уровня обменного взаимодействия и, как следствие, к изменению величины магнитной проницаемости.

Данный эффект реализуется устройством (рис. 6), представляющим собой радиоприемник прямого усиления в диапазоне частот от 5кГц до 80кГц [12]. В данном устройстве индикатором, реагирующим на изменение плотности среды, является ферритовая антенна, коэффициент передачи которой, а, следовательно и чувствительность приемника, определяются плотностью среды (физического вакуума). От эффективной магнитной проницаемости сердечника магнитной антенны [13] зависит ее действующая высота, определяемая формулой

$$h_{МА} = \frac{2\pi S}{\lambda} \mu_{эф} \omega, \quad (9)$$

где S — площадь сечения сердечника, m^2 ; λ — длина волны, м; ω — число витков антенной катушки.

Изменение действующей высоты магнитной антенны фиксируется по изменению среднестатистической случайной амплитуды внешних электромагнитных полей. В состав устройства входят: — магнитная антенна МА с катушкой связи L , усилитель постоянного тока УПТ, дискриминатор, счетчик импульсов. Изменение уровня электромагнитных полей фиксируется магнитной антенной МА, усиливается усилителем постоянного тока УПТ и приводит к изменению количества импульсов на выходе дискриминатора, подсчитываемых счетчиком импульсов за фиксированное время наблюдения $\tau_{набл}$. Данное устройство позволяет производить поиск

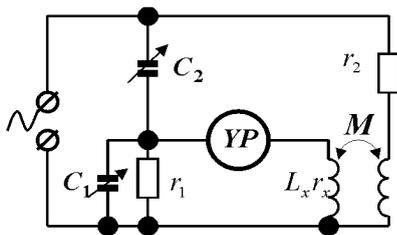


Рис. 7: Схема установки для измерения гравитационного потока

геопатогенных зон.

Для проведения “прецизионных” измерений необходимо перейти от измерений случайных среднестатистических изменений внешних электромагнитных полей к измерению собственно магнитной проницаемости магнитной антенны путем формирования стабильного уровня электромагнитного поля и обеспечения термостабилизации всего устройства.

Определение электромагнитных параметров осуществляется двумя методами: мостовым и резонансным [14]. Мостовой метод предназначен для оценки качества магнитоэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа и ферритов с проницаемостью меньше 100. Для ферритов с более высоким значением проницаемости применяют резонансный метод. Для моста взаимной индуктивности, предназначенного для работы в диапазоне частот до 50кГц, основными элементами являются магазины емкости C_1 и C_2 и активные сопротивления r_2 и r_1 высокой точности, работающие при токе до 100мА (рис. 7). По измеренному резонансным методом значению индуктивности производят подсчет магнитной проницаемости по формуле

$$\mu = \frac{L'_x D_{\text{ср}} \cdot 10^7}{4S\omega^2}, \quad (10)$$

где L'_x — индуктивность образца с учетом поправки на его собственную емкость; $D_{\text{ср}}$ — средний диаметр образца; S — площадь поперечного сечения образца; ω — число витков обмотки.

4.2. Измерение гравитационного потока

1. *Прямые методы измерения гравитационного потока.* К прямым методам измерения гравитационного потока относятся методы непосредственного измерения падения материальных тел над поверхностью Земли и называются гравиметрическими методами. К косвенным методам относятся методы измерения веса тел.

3. *Кварцевый индикатор гравитационного потока* [5]. Метод основан на предположении об эквивалентности оптических свойств гравитационного

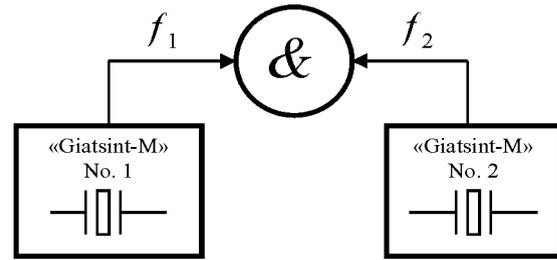


Рис. 8: Мостовая схема определения электромагнитных параметров

потока со световым потоком. Исходя из этого предположения должны существовать физические тела, обладающие свойством оптических линз. В качестве собирающих и рассеивающих поток линз могут применяться кристаллические тела — кристаллы — однородные анизотропные тела, в которых источники расположены в пространстве правильно построенными цепочками, плоскими сетками и трехмерными решетками. Для проверки этого предположения была создана экспериментальная установка, датчиком потока в которой служит пластина пьезокристалла, являющаяся основным элементом выпускаемого промышленностью опорного генератора “Гиацинт-М”. Схема установки показана на рис. 8.

В ее состав входит два изделия “Гиацинт-М”, формирующие колебания высокостабильной частоты 5МГц и индикатор (осциллограф), фиксирующий текущую разность фаз этих колебаний по методу интерференционных фигур [15]. Перед проведением эксперимента производилось выравнивание текущих фаз колебаний для выполнения условия $\Delta f = f_1 - f_2 = 0$. При проведении эксперимента один из “Гиацинтов” (№1) выступал в роли эталонного — с зафиксированным в пространстве положением. Второй “Гиацинт” №2 был подвижным и допускал любое перемещение в пространстве. Результаты эксперимента подтвердили, что кварцевая пластина, входящая в состав опорного генератора №2, отвечающая за формирование частоты колебаний, реагирует на гравитационный поток и действительно является индикатором. На рис. 9 показано изменение частоты колебаний Δf опорного генератора №2 от положения его кварцевой пластины в пространстве.

Перед началом эксперимента, при вертикальном расположении кварцевой пластины (диска), рис. 9b), частоты опорных генераторов выравниваются ($\Delta f = 0$). При вращении кварцевой пластины против часовой, рис. 9a), и по часовой, рис. 9c), стрелке наблюдалось изменение частоты колебаний опорного генератора №2. Изменение частоты можно объяснить оптическими свойствами кварцевого диска для гравитационного потока. В этом случае он выпол-

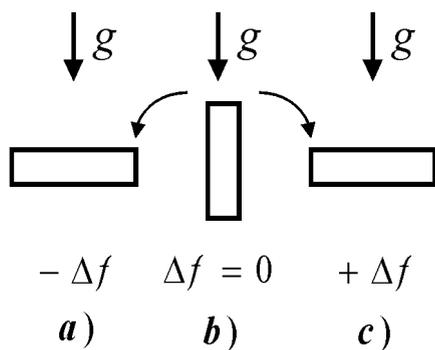


Рис. 9: Варианты проведения эксперимента

няет роль фокусирующей или рассеивающей поток линзы, что приводит к увеличению или уменьшению плотности среды в ее объеме и, как следствие, — к увеличению или уменьшению резонансной частоты. В конструктивном исполнении опорного генератора предусмотрено исключение внешних механических, температурных и электромагнитных воздействий, что обеспечивает достоверность полученных экспериментальных результатов.

Равноускоренное движение вертикально расположенной кварцевой пластины в горизонтальном направлении также приводит к изменению частоты опорного генератора, что говорит о единой физической природе потоков, создаваемых гравитационным полем Земли и в результате равноускоренного движения тел, о единой природе “инертных” и “гравитационных” масс.

5. Выводы

Анализ существующих методов измерения основных характеристик физического вакуума приводит к следующим выводам:

1. Физический вакуум обладает энергетическими характеристиками.
2. Неоднородности физического вакуума представляют собой источники (стоки), создающие температурные градиенты и диффузионные потоки среды физического вакуума.
3. Взаимодействие тел в физическом вакууме описываются общими процессами, присущими процессам в термодинамике, электродинамике, газу и гидродинамике, и описывают явления переноса и диффузии.
4. Дальнейшее развитие методов измерения характеристик физического вакуума открывает новые пути исследования физической сущности материального мира и новые пути практического применения энергетических характеристик физического вакуума.

Литература

- [1] М. Борн, “Теория относительности Эйнштейна и ее физические основы”. Л.-М. ОНТИ. Гл. ред. технико-теорет. лит-ры, 1938. 208 с.
- [2] К. Максвелл, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М., Гос. изд. техн.-теорет. лит., 1952, 688с.
- [3] Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис, “Элементы математической физики. Среда из невзаимодействующих частиц”. М., Наука, 1973. 351с.
- [4] Б. Риман, Сочинения. М.-Л., Гостехиздат, 1948, с. 468.
- [5] В.И. Балабай, “Энергетические начала. Гравитационная масса. Экспериментальные подтверждения”. Радиоэлектроника и информатика, 2 (1998).
- [6] В.Е. Кузьмичев, “Законы и формулы физики”. Отв. ред. В. К. Тартаковский. Киев: Наук. думка, 1989, 864 с.
- [7] В.И. Балабай, “Энергетические начала. Гравитационный потенциал”. Радиоэлектроника и информатика, 2 (1998).
- [8] Радиолюбитель, 12 (1992), с.19, по публикации “Радио, телевизия, электроника” 8/89.
- [9] М. Шустов, “Индикатор электрического поля”, Радиолюбитель, 3 (1992), с. 19 .
- [10] Я. Сноек, “Исследования в области новых ферромагнитных материалов”, перевод с англ. Л. А. Шубиной под ред. и со вступительной статьей С.В. Вонсовского, Изд-во иностр. литер., 1949.
- [11] Л.И. Рабкин, С.А. Соскин, Б.Ш. Эпштейн, “Ферриты — строение, свойства, технология производства”. “ЭНЕРГИЯ”. Ленинградское отделение, 1968, с 384.
- [12] Ю.А. Богданов, “Эниология”, НТИ ТТР, (в печати).
- [13] Г.А. Матвеев и В.И. Химич, “Катушки с ферритовыми сердечниками”. Изд. 2-е, доп. М.: “Энергия”, 1967, с 64.
- [14] И.С. Толмасский, “Высокочастотные магнитные материалы”. М.: “Энергия”, 1968, с 72.
- [15] Б.П. Асеев, “Фазовые соотношения в радиотехнике”. М.: Гос. изд. лит. по вопросам связи и радио, 1954, с 279.

Spacetime & Substance

International Physical Journal

INFORMATION FOR AUTHORS

The Editorial Council accepts the manuscripts for the publication only in an electronic variant in the format for LATEX 2.09. They should be completely prepared for the publication. The manuscripts are accepted by e-mail or on diskettes (3.5"). The manuscripts can be adopted in other view only for familiarization.

The original manuscripts should be preferably no longer than 6 pages. They should contain no more than 4 figures. Length of the manuscript can be up to 10 pages only in exclusive cases (at arguing problems of primary importance). If the length of the manuscript exceeds 10 pages, it should be divided by the author into two or more papers, each of which should contain all pieces of a separate paper (title, authors, abstracts, text, references etc.). The Editorial Council accepts for the publication the brief reports too.

The payment for the publication of the manuscripts is not done. Each author gets the electronic version of that Journal edition, in which his paper was published free of charge.

An E-mail message acknowledging the receipt of the manuscript will be sent to the corresponding author within two working days after the manuscript receipt. If a message is not received please contact zhuck@insurance.kharkov.ua to inquire about the manuscripts.

The Style File and Instructions for its use can be found at <http://spacetime.narod.ru> (sample.zip, 19 kb).

An abstract (within 20 lines) must be submitted. This one should be concise and complete regardless of the paper content. Include purpose, methodology, results, and conclusions. References should not be cited in the abstract. The abstract should be suitable for separate publication in an abstract journal and be adequate for indexing.

If the argument of an exponential is complicated or long, "exp" rather than "e" should be used. Awkward fractional composition can be avoided by the proper introduction of negative degrees. Solidus fractions (l/r) should be used, and enough enclosures should be included to avoid ambiguity in the text. According to the accepted convention, parentheses, brackets, and braces are in the order { [()] }. Displayed equations should be numbered consecutively throughout the paper; the number (in parentheses) should be to the right of the equation.

Figures (black-and-white) should be of minimal size providing clear understanding. Breadth of the figure should not exceed 84 mm or 174 mm (in exclusive cases). Figures should be made out as separate files in the format of *.pcx (300 dpi/inch) or *.eps (minimum of kb).

Each figure must be cited in numerical order in the text and must have figure legend.

Tables should be typed as authors expect them to look in print. Every table must have a title, and all columns must have headings. Column headings must be arranged so that their relation to the data is clear. Footnotes should be indicated by reference marks ¹, ² etc. or by lowercase letters typed as superiors. Each table must be cited in the text.

The Editorial Council accepts also response on papers, published in the Journal. They should be no more than 1 journal page in length and should not contain figures but only to refer to the already published materials. But they can contain the formulas. The recalls are publishing in section "Discussion".

The list of references may be formed either by first citation in the text, or alphabetically.

Only works cited in the text should be included in the reference list. Personal communications and unpublished data or reports are not included in the reference list; they should be shown parenthetically in the text: (F.S. Jones, unpublished data, 1990).

The title of paper is permissible not to indicate. It is permissible to give only the initial page number of a paper. The format of the reference list is as indicated below.

References

- [1] F.W. Stecker, K.J. Frost, *Nature*, **245**, 270 (1973).
- [2] V.A. Brumberg, "Relativistic Celestial Mechanics", Nauka, Moskow, 1972 (in Russian).
- [3] S.W. Hawking, in: "General Relativity. An Einstein Centenary Survey", eds. S.W. Hawking and W. Israel, *Cambr. Univ. Press*, Cambridge, England, 1979.

Read the Journal before sending a manuscript!

CONTENTS

ПРЕДИСЛОВИЕ	97
Н.А. Жук. НОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВСЕЛЕННОЙ И ЕЕ ЗАКОНАХ.....	98
Н.Д. Колпаков. НОВАЯ ФИЗИКА	105
В.В. Балыбердин, Н.А. Жук. ПЕРСПЕКТИВЫ ПОСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ ВСЕЛЕННОЙ И СКОРОСТИ ПО- ЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВОЛН	110
В.М. Конторович. СЛИЯНИЕ ГАЛАКТИК КАК ПРИЧИНА ФЕНОМЕНА КВА- ЗАРОВ.....	114
М.Ф.Ходячих. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРИОДИЧНОСТИ В РАДИОСПЕКТРАХ КВАЗАРОВ	121
А.В. Архипов. АРХЕОЛОГИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА ЛУНЫ	126
А.П. Волченко. О НОВОМ ПОДХОДЕ К ПОСТРОЕНИЮ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ.....	130
Ю.А. Богданов. ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИРОДНЫХ ОБЪЕКТОВ.....	135
В.А. Балабай. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ	138