
ПРОГНОЗ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ОПЕРЕЖАЮЩИХ НЕЛОКАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ*

С.М. Кортаев, В.О. Сердюк, Ю.В. Горохов

*Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли
им. О.Ю. Шмидта РАН*

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН*

Эффект выхода квантовой нелокальности на макроуровень проявляется как корреляция необратимых процессов без каких-либо локальных носителей взаимодействия. Для случайных процессов принцип слабой причинности допускает не только обычную запаздывающую корреляцию, но и опережающую. Длительный эксперимент по мониторингу крупномасштабных природных процессов с большой случайной составляющей с помощью детекторов, содержащих изолированные пробные процессы, показал наличие таких опережающих корреляций. Результаты эксперимента позволяют поставить задачу использования нелокальных корреляций для прогноза некоторых естественных процессов. Эта задача была решена на примере серии долговременных прогнозов солнечной и геомагнитной активности.

Невозможное – невозможно.

Например, невозможно двигаться быстрее света.

А если бы это было бы и возможно, то стоит ли стараться – всё равно никто не увидит и не оценит.

Козьма Прутков-инженер

Введение

Очевидной причиной волнующего интереса к проблеме времени является его неумолимая необратимость. Каждый естествоиспытатель, не ограничивающийся рамками своей узкой специализации и не проходящий мимо универсальных физических проблем, задумывается о согласовании обратимости времени в основных физических теориях и явной, можно сказать, вопиющей необратимости времени в реальном мире. Оригинальный подход был предложен Н.А. Козыревым в концепции причинной механики [1–4]. Несмотря на то что главный постулат причинной механики – фундаментальная необратимость времени – кажется естественным, логические и экспериментальные выводы оказались настолько неожиданными, что в целом встретили негативную реакцию. Причиной этого были также сомнения в чистоте экспериментов (хотя никто при жизни Козырева не взял на себя труд вос-

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-05-00001).

произвести его эксперименты) и недостаточно формализованная теория. После Козырева некоторые из его экспериментов были успешно воспроизведены в других лабораториях (например, [5–7]), но неопределённость формулировки проверяемой гипотезы осталась, равно как и недостаточная строгость экспериментов.

Один из главных выводов причинной механики говорит о том, что асимметричное (необратимое) время – активная субстанция, через которую реализуется универсальное нелокальное взаимодействие диссипативных процессов любой природы, и это взаимодействие имеет как запаздывающую, так и опережающую составляющие. Опережающая составляющая дает возможность, в некотором смысле, наблюдать будущее как существующую реальность. Этот вывод поразителен сам по себе и логически парадоксален, поскольку следует из главного постулата, который радикально утверждает необратимость времени.

В последнее десятилетие идеи Козырева были развиты в связи с двумя новыми направлениями квантовой механики. Первым из них является транзакционная интерпретация квантовой нелокальности Дж. Крамера [8, 9]. Хотя работы Крамера имели некоторое внутреннее противоречие – объяснение квантовых явлений на основе классической теории прямого межчастичного взаимодействия Уилера–Фейнмана, ныне развита последовательно квантовая версия этой теории [10, 11]. Вторым является теоретически [12–16] и экспериментально [17–20] доказанная возможность выхода нелокальных квантовых корреляций на макроуровень. Хотя последовательной теории ещё не создано, понимание эффектов причинной механики, как проявления квантовой нелокальности на макроуровне, позволило поставить достаточно строгие эксперименты, демонстрирующие наличие опережающих корреляций [21–38]. Заметим, что на теоретически более прозрачном микроуровне наличие опережающих корреляций было доказано в экспериментах по внутримолекулярной телепортации [39].

В статье обсуждаются результаты экспериментов по изучению транзакции крупномасштабных случайных процессов в обратном времени. Во 2 и 3 разделах мы кратко описываем теоретические и экспериментальные разработки последних лет, согласующиеся с существованием макроскопической нелокальной корреляцией, которые обосновывают возможность прогноза некоторых естественных (в частности, солнечных и геомагнитных) процессов. В разделе 4 показан практический алгоритм такого прогноза. В разделе 5 представлены главные результаты – реализация на практике прогноза солнечных и геомагнитных процессов на основе эффекта макроскопической нелокальности. В разделе 6 сформулированы основные выводы.

1. Теоретическое обоснование

В начале 1990-х гг. аксиомы полуклассической причинной механики, включая само понятие причинности, были успешно формализованы [40]. Так появился метод классического причинного анализа, нашедший разнооб-

разные экспериментальные приложения (например, [41–45]). Недавно был развит и квантовый причинный анализ, получивший применение в теоретическом изучении запутанных состояний и их устойчивости к декогеренции [38, 46–51].

Причинность является одним из ключевых физических принципов. Но, несмотря на важность этого принципа, под ним подразумевается лишь запаздывание следствия относительно причины. Поскольку обычно сами понятия «причины» и «следствия» остаются формально неопределёнными, условие запаздывания не является достаточным для реальной связи процессов.

Особую роль играет принцип причинности для квантовых запутанных состояний. С момента своего открытия явление запутанности привлекает внимание кажущимся нарушением основного постулата теории относительности об ограниченности скорости любого взаимодействия скоростью света. В самом деле, квантовые корреляции осуществляются через пространственно-подобный интервал. Это возможно именно благодаря отсутствию локальных переносчиков взаимодействия. Однако ситуация остаётся достаточно странной, так как подобные корреляции означают возможность обращения времени. Вопрос удастся обойти, считая, что квантовые корреляции беспричинны. Но такой подход противоречит самой возможности передачи квантовой информации. На практике же проблема пока отпадала просто в связи с необходимостью в целях квантовой коммуникации всегда использовать вспомогательный классический канал.

Сущность формализма классического причинного анализа следующая. Для любых переменных X и Y через условные $S(X|Y)$, $S(Y|X)$ и безусловные $S(X)$, $S(Y)$ шенноновские энтропии определяется пара функций независимости:

$$i_{Y|X} = \frac{S(Y|X)}{S(Y)}, \quad i_{X|Y} = \frac{S(X|Y)}{S(X)}, \quad 0 \leq i \leq 1. \quad (1)$$

Значения i характеризуют однозначную независимость переменных. Например, если $i_{X|Y} = 0$, то X однозначно зависит от Y , если $i_{X|Y} = 1$, то X и Y независимы. Фактически, функции независимости ведут себя обратно корреляционной функции (точнее, таким аналогом является $(1 - i_{Y|X})(1 - i_{X|Y})$). Однако, в отличие от корреляционной функции, функции независимости одинаково подходят к любому типу связи (линейной или нелинейной) величин X и Y , но главное в том, что они отражают асимметрию, характерную для причинно-следственной связи. Это позволяет ввести функцию причинности γ :

$$\gamma = \frac{i_{Y|X}}{i_{X|Y}}, \quad 0 \leq \gamma \leq \infty \quad (2)$$

и определить причину Y и следствие X как переменные, для которых $\gamma > 1$. Если $\gamma < 1$, то, наоборот, X – причина, а Y – следствие. Случай $\gamma = 1$ соответствует адиабатической (непричинной) связи X и Y .

Далее аксиоматически вводится требование запаздывания τ реакции следствия на причину (в наших обозначениях $\tau = t_X - t_Y$):

$$\gamma < 1 \Rightarrow \tau > 0, \gamma > 1 \Rightarrow \tau < 0, \gamma \rightarrow 1 \Rightarrow \tau \rightarrow 0. \quad (3)$$

Эта аксиома является принципом классической причинности.

Описанный подход может быть также обобщен на три и более переменных (причинную сеть) [43].

Основной константой причинной механики [1] является псевдоскаляр $c_2 = ae^2 / \hbar$ (a – безразмерная константа), называемый ходом времени, который является скоростью причинно-следственного перехода на уровне элементарного звена. Примечательно, что значение c_2 было определено Козыревым при помощи макроскопического эксперимента с возбужденным гироскопом [1] (близкое значение следует и из гироскопического эксперимента Хайасаки и Такеучи [7]). В полуклассическом причинном анализе ход времени не является константой. Считая, что подсистемы X и Y разделены некоторым конечным эффективным расстоянием Δr и временем Δt , можно вывести [38, 40, 46, 47] линейную скорость необратимого потока информации $c_2 = \Delta r / \Delta t$:

$$c_2 = k \frac{(1 - i_{X|Y})(1 - i_{Y|X})}{i_{X|Y} - i_{Y|X}} = k \frac{(1 - i_{Y|X} / \gamma)(1 - i_{Y|X})}{i_{Y|X} (1 / \gamma - 1)}, \quad (4)$$

где $k = \Delta r / \delta t$, где δt – длительность элементарного сигнала. Легко показать [40], что при простом кулоновском взаимодействии $k = e^2 / \hbar$ и соответствует козыревской оценке. Знак c_2 взаимно однозначно связан с величиной γ относительно 1:

$$\gamma < 1 \Leftrightarrow c_2 > 0, \gamma > 1 \Leftrightarrow c_2 < 0, \gamma \rightarrow 1 \Leftrightarrow c_2 \rightarrow \pm\infty, \quad (5)$$

поэтому можно определить причину и следствие и ввести аксиому, подобную (3) в терминах c_2 . Для классического случая обе формулировки полностью эквивалентны.

Переход на квантовый уровень связан с использованием энтропии фон Неймана для определения функций независимости в формуле (1). Для запутанных состояний условные энтропии могут быть отрицательны [52, 53]. Поэтому $-1 \leq i \leq 1$, $-\infty \leq \gamma \leq \infty$. Это приводит к тому, что мера причинности γ может давать как ложные, так и бессмысленные результаты (что продемонстрировано на многих примерах в [46, 47]). Однако ход времени c_2 , имеющий смысл скорости необратимого потока информации и определяющий направление причинности, сохраняет свою работоспособность.

Величина δt в k является временем брахистостронной эволюции [54]. В случае не зависящего от времени гамильтониана это время легко выражается в явном виде:

$$\delta t = \frac{\hbar \theta}{2\omega}, \quad (6)$$

где 2ω – разность наибольшего и наименьшего собственных значений гамильтониана; θ – длина геодезической (согласно метрике Фубини-Штуди), соединяющей начальное и конечное состояния, если они ортогональны, то $\theta = \pi$. В реалистичном гамильтониане ω зависит от расстояния Δr и величина k становится полностью определённой.

Знак c_2 определяет направление причинной связи (в случае $c_2(X, Y) < 0$ Y является причиной, X – следствием). Модуль c_2 определяет обратную меру причинной связи: чем меньше $|c_2|$, тем сильнее связь.

В работе [8] Крамер впервые (хотя только на вербальном уровне) различил принципы сильной и слабой причинности. Наш подход позволяет провести это различие просто и формально. Сильная (локальная) причинность соответствует классическому условию запаздывания τ реакции следствия на причину:

$$c_2 > 0 \Rightarrow \tau > 0, \quad c_2 < 0 \Rightarrow \tau < 0, \quad |c_2| \rightarrow \infty \Rightarrow \tau \rightarrow 0. \quad (7)$$

В случае необязательности выполнения аксиомы (4) мы имеем дело со слабой (нелокальной) причинностью. Направление квантовой причинной связи определяется по-прежнему знаком (4), но разрешено как запаздывание, так и опережение.

Заметим, что квантовые корреляции обычно трактуются как мгновенные и не причинные. Наш подход включает такую трактовку, но только как частный случай. И действительно, в работах [46, 47] показано, что для любых симметричных запутанных состояний (и, следовательно, всех двухсоставных чистых состояний) $|c_2| \rightarrow \infty$. Однако в случае смешанных состояний c_2 может принимать конечные значения. Иначе говоря, причинными могут быть только открытые квантовые системы (классическая причинность не знает этого ограничения!).

Подчеркнём, что слабая причинность (нарушающая соответствие неравенств (7)) соответствует только нелокальным корреляциям. Она влечет возможность передачи информации в обратном времени, но только связанной с неизвестными состояниями или, в других терминах, со случайными процессами. Поэтому «телеграф в прошлое» невозможен, но возможно наблюдение истинно случайных (на которые нельзя повлиять) будущих состояний.

Неожиданным результатом приложения квантового причинного анализа к большому числу моделей [46–51] оказался тот факт, что многие сильно (но не полностью) декогерированные системы выглядят вполне классическими (обе функции независимости положительны), но при этом запутанными (согласно стандартным мерам негативности или согласованности). Для таких систем мера причинности γ остается адекватной. Это наблюдение важно

при переходе на макроуровень. С другой стороны, практически, если X и Y и связаны посредством нелокальной квантовой корреляции, мы можем анализировать только классический результат измерений, для которого условная энтропия не может быть отрицательной. В таком случае определение причинности через γ остается пригодным, но явление квантовой нелокальности удовлетворяет только принципу слабой причинности, допускающему нарушение соответствия неравенств (5). В согласии с идеей Крамера [8] следствие X должно быть запаздывающим относительно причины Y , если процесс Y контролируется (инициируется) наблюдателем. Если же Y – неконтролируемый (случайный) процесс, тогда опережение X относительно Y допустимо.

Таким образом, вычисляя по экспериментальным данным $i_{X|Y}$ и $i_{Y|X}$ как функцию временного сдвига τ , по их минимуму можно найти оптимальный временной сдвиг, соответствующий связи X и Y . Далее, оценивая значение γ относительно 1, можно установить направление причинной связи. В случае если Y заведомо является причиной, а X следствием (например, X – сигнал детектора, а Y – сигнал какого-либо процесса-источника), тогда для любого классического взаимодействия минимум $i_{X|Y}$ будет наблюдаться только при $\tau < 0$, и этот минимум будет соответствовать максимуму $\gamma > 1$. Только при нелокальной связи X и Y возможно $\gamma > 1$ при $\tau > 0$.

Козырев предсказал теоретически (правда, только на качественном уровне) наличие корреляции любых диссипативных процессов как следствие асимметрии времени, без каких-либо локальных носителей взаимодействия. Он подтвердил это в ряде лабораторных [1] и астрофизических [2, 3] экспериментов. Наш анализ [21, 22, 24, 25, 30, 37] показал, что свойства козыревских корреляций феноменологически похожи на квантовые нелокальные корреляции в контексте транзакционной интерпретации квантовой нелокальности [8, 9], её сохранения в макропределе [12–20] и генерации запутанности за счёт диссипации [55–62]. Это позволяет ввести уравнение макроскопической нелокальности, описывающее формально фактические результаты Козырева:

$$\dot{S} = \sigma \int \frac{\dot{s}}{x} \delta(t^2 - \frac{x^2}{v^2}) dV, \quad (8)$$

где

$$\sigma \sim \frac{\hbar^4}{m_e^2 e^4}, \quad (9)$$

$v^2 \leq c^2$, \dot{S}_d – производство энтропии в пробном процессе (детекторе), σ – сечение взаимодействия, \dot{s} – плотность производства энтропии в источниках. δ -функция показывает, что транзакция идёт с симметричным запаздыванием и опережением. В частности, если транзакция происходит посредством диффузионного обмена запутанностью, значения запаздывания и опережения могут быть велики.

Уравнение (8) в своей простейшей форме не учитывает поглощение промежуточной средой. Однако его влияние весьма своеобразно. В работе Хойла и Нарликара [11] доказано, что, несмотря на то что уравнения электродинамики Уилера–Фейнмана (откуда берет начало транзакционная интерпретация) симметричны во времени, фундаментальная асимметрия времени проявляет себя через асимметричное поглощение: в то время как запаздывающее поле поглощается полностью, поглощение опережающего поля должно быть неполным. Это приводит к тому, что уровень опережающей корреляции через экранирующую среду может превышать уровень запаздывающей.

Так как невозможно наблюдать \dot{S} и \dot{s} непосредственно, мы должны найти для конкретного источника и пробного процесса теоретическое выражение, связывающее энтропии с наблюдаемыми величинами: $\dot{S} = F(P_d, \{p_d\})$, $\dot{s} = f(P_s, \{p_s\})$, где P_s – измеряемый параметр процесса-источника, P_d – измеряемый параметр пробного процесса (сигнал детектора), $\{p\}$ – набор других параметров процессов, влияющих на энтропию, которые должны быть известны, если только они не являются постоянными. Эта задача вполне решаема [21–24, 28].

Если мы наблюдаем описанные странные корреляции (X и Y), то как доказать их нелокальную природу? Предположим, что некий процесс X воздействует на удаленный процесс Z посредством какого-то локального взаимодействия по причинной цепи $X \rightarrow Y \rightarrow Z$. Опосредующий процесс Y расположен так, что локальный носитель взаимодействия не может попасть в Z помимо Y (например, Y занимает сферический слой вокруг Z). Можно доказать [31, 34, 38], что требование локальности сводится к неравенству типа Белла, нарушение которого означает, что корреляции X и Z нелокальны:

$$i_{Z|X} \geq \max(i_{ZY}, i_{Y|X}). \quad (10)$$

Известно, что нарушение всех неравенств типа Белла в квантовой механике свидетельствует об отсутствии скрытых локальных переменных. Таким образом, надо подчеркнуть, что нарушение неравенства (10) не исключает наличия скрытых нелокальных переменных. Примером типичной скрытой нелокальной переменной является опережающее поле Уилера–Фейнмана и его обобщение на квантовые амплитуды [8–11].

2. Эксперимент

Задача нашего эксперимента – установить корреляцию изменений энтропии в пробном процессе и в процессе-источнике в соответствии с уравнением (8) при условии подавления всех классических воздействий (температуры, электромагнитного поля и т.п.).

Были созданы две экспериментальные установки для изучения эффекта макроскопической нелокальности (в ЦГЭМИ и МГТУ). В установке ЦГЭМИ использовались детекторы нелокальных корреляций, основанные

на процессах спонтанных вариаций собственных потенциалов слабополяризующихся электродов в электролите и темного тока фотоумножителя. В установке МГТУ применены детекторы, основанные на флуктуациях подвижности ионов в электролите. Теория детекторов позволяет связать измеряемый сигнал с производством энтропии в пробном процессе, то есть вычислить левую часть уравнения (5) и целенаправленно предпринять меры для подавления локальных воздействий. Устройство детекторов и их параметры описаны подробно в работах [21–24, 36, 38].

В качестве процессов-источников были использованы крупномасштабные гелиогеофизические процессы с большой случайной составляющей и детерминированные лабораторные процессы (фазовые переходы). Поскольку в последних наблюдалась только запаздывающая корреляция [38], далее рассматриваются только первые. Все представленные ниже результаты базируются на длительных непрерывных рядах измерений продолжительностью от года до трех лет, с дискретностью данных от 5 мин до 1 ч.

Сигналы всех детекторов, в том числе и удаленных на 40 км, оказались синхронно коррелированными. Анализ показал, что они формируются под действием некоторых общих причин, влияние которых, однако, не могло быть локальным.

Таковыми общими причинами оказались (в порядке убывания интенсивности влияния): солнечная, синоптическая, геомагнитная и ионосферная активность. Опережающая реакция сигнала детекторов на эти процессы была достоверно установлена. Запаздывающая реакция всегда меньше. Диапазон времени опережения (и запаздывания) велик – от 10 ч до 130 дней. Величина реакции датчика и время опережения увеличиваются с ростом пространственного масштаба процесса-источника.

Наши усилия в основном были сконцентрированы на солнечной и геомагнитной активности, поскольку первая является признанной причиной последней, процессы солнечной активности самые мощные в Солнечной системе, а процессы геомагнитной активности позволяют достаточно просто вычислить правую часть уравнения (8). Оба эти типа процессов имеют большую случайную составляющую, а детерминированная компонента имеет общеизвестные периоды и, следовательно, её легко подавить с помощью фильтрации. Было установлено, что сигналы детектора сильнее всего коррелируют с потоками солнечного радиоизлучения R в частотном диапазоне 610–2800 МГц (что соответствует источникам на уровне низов короны – верхов хромосферы, то есть на уровне наибольшей диссипации в солнечной атмосфере) [23, 38]. Оптимальная частота (с наибольшей корреляцией) внутри этого диапазона год от года меняется. Что касается геомагнитной активности, то было установлено, что сигналы детекторов наиболее коррелируют не с местными вариациями геомагнитного поля, а с Dst -индексом глобальной геомагнитной активности. Важно отметить, что детекторы сами по себе нечувствительны к локальному воздействию геомагнитного поля и солнечного радиоизлучения, индексы Dst и R в наших экспериментах характеризуют

производство энтропии в магнитосфере Земли и солнечной атмосфере, соответственно.

На рис. 1 показан результат причинного анализа солнечной активности R и сигнала электродного детектора U за год, соответствующий началу 23-го солнечного цикла. В области опережения ($\tau > 0$) значения функции независимости (U от R) много ниже, чем в области запаздывания ($\tau < 0$), а функция причинности много больше 1. Самый глубокий минимум $i_{X|Y} \approx 0,47$ и самый высокий максимум $\gamma \approx 1,6$ наблюдаются при $\tau = 42$ сут. Максимум функции корреляции вблизи этого τ равен $0,76 \pm 0,08$ [23, 24, 38].

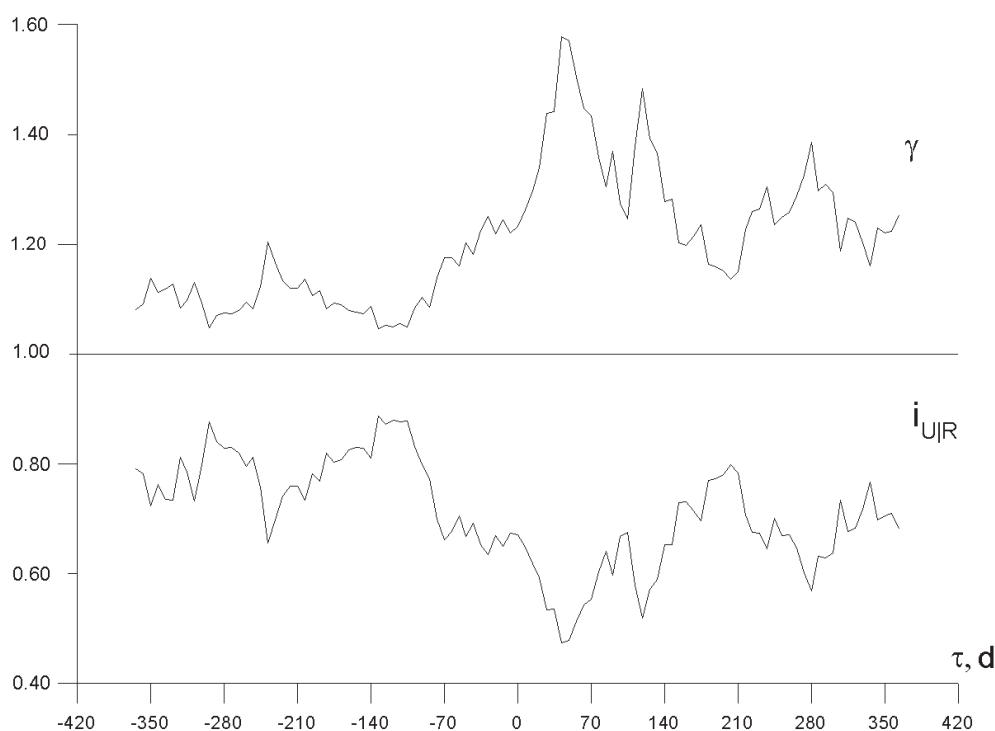


Рис. 1. Функции независимости $i_{U|R}$ и причинности $\gamma = i_{R|U} / i_{U|R}$ сигнала детектора U и солнечного радиоизлучения R на частоте 2800 МГц. Отрицательный временной сдвиг τ (в сутках) соответствует запаздыванию U относительно R . Ряд U 11.12.1996–10.12.1997 (ряд R начинается годом раньше и кончается годом позже U)

Положение главного максимума корреляции (функции причинности) и главного минимума функции независимости оказалось довольно нестабильным. Хотя значение $\tau = 42$ сут встречается весьма часто, оно может варьировать для разных реализаций от 33 до 130 сут. Следует отметить, что детерминированные (периодические) компоненты процессов-источников являются причиной только запаздывающего отклика детектора. Поэтому для увеличения соотношения сигнал/шум в области опережения из исходных рядов посредством предварительной фильтрации вычитались главные периодические составляющие, соответствующие суточным, месячным (период вращения Солнца) и годичным вариациям. В примере, показанном на рис. 1, достаточно было низкочастотной фильтрации с граничным периодом

$T > 7$ сут. Чаще всего приходилось использовать полосовую фильтрацию с диапазоном $28 < T < 365$ сут. или $28 < T < 183$ сут. Предварительная полосовая фильтрация чрезвычайно важна для обнаружения опережающих корреляций с геомагнитной активностью [28, 38]. Максимальная опережающая корреляция, наблюдаемая при оптимальной фильтрации, составила $0,92 \pm 0,03$ для солнечной активности [29] и $-0,952 \pm 0,04$ для геомагнитной [28].

Производство энтропии в магнитосфере (благодаря омической диссипации) нетрудно рассчитать по наблюдаемому *Dst*-индексу. Это позволило проверить уравнение (5) посредством сопоставления амплитудного спектра *Dst* и сигнала детектора [28, 32, 36, 38]. В частности, было вычислено значение сечения σ . Для всех трех типов детектора σ оказалось порядка 10^{-20} м^2 , в согласии с теоретической оценкой (9).

Нелокальная природа опережающей корреляции была установлена из нарушения неравенства (10). В одном случае в качестве процесса X брались случайные вариации внешней (лабораторной) температуры, Y – вариации внутренней температуры детектора, Z – сигнал детектора [21, 23, 24, 38]. Во втором случае X – солнечная активность, Y – геомагнитная, Z – сигнал детектора [26, 29, 31, 34, 38]. Например, во втором случае: $X = R$ (на частоте 1415 МГц), $Y = Dst$, $Z = U$, установлены значения функций независимости $i_{Z|X} = 0,46_{-0,02}^{+0,01}$, $i_{ZY} = 0,51_{-0,02}^{+0,00}$, $i_{Y|X} = 0,83_{-0,02}^{+0,00}$. Неравенство (10) очевидно нарушено, поэтому корреляция солнечной активности и сигнала детектора нелокальна. Наблюдались также некоторые нестатистические свидетельства нелокальной связи этих сигналов (отдельные отклики детектора на мощную солнечную вспышку, не влияющую на геоактивность) [26, 32, 38].

Ранее была продемонстрирована возможность долгосрочного прогноза случайной компоненты солнечной, геомагнитной и синоптической активности. Это было сделано простейшим способом – сдвигом по времени временных рядов на величину τ , соответствующую главному максимуму корреляции при оптимальной фильтрации [22–32].

Но для реального прогноза такой простой способ непригоден, во-первых, потому, что процессы далеки от δ -коррелированных, и поэтому неизбежна большая ошибка, и, во-вторых, положение главного максимума корреляции непостоянно из-за нестационарности процессов.

3. Алгоритм прогноза

Для решения задачи реального прогноза разработан метод, основанный на свертке импульсной переходной характеристики с множеством предыдущих значений сигнала детектора. На «обучающем» интервале $[t_1, t_2]$ вычисляется импульсная переходная характеристика $g(\tau)$, которая связывает сигнал детектора X и прогнозируемый параметр Y , из решения следующего уравнения:

$$Y(t) = \int_{t_1}^{t_2} g(\tau)X(t - \tau)d\tau. \quad (11)$$

Уравнение (11) в дискретном виде сводится к системе линейных уравнений $\{Y = XK\}$. Компоненты вектора K эквивалентны коэффициентам множественной регрессии (в случае гауссова распределения). Число уравнений n равно заблаговременности прогноза. X – квадратная матрица $n \times n$, строки которой формируются из значений сигнала детектора на обучающем интервале. Первая строка содержит значения с временным индексом от 1 до n , вторая – от 2 до $n + 1$, и т.д. Последовательные значения Y ставятся в соответствие каждой строке матрицы. Система решается методом Гаусса. Устойчивость результатов достигается путем оптимальной регуляризации.

Найденная таким путем переходная характеристика далее используется для вычисления только одного значения прогнозируемого параметра с фиксированным опережением (которое равно ожидаемому среднему положению опережающего максимума корреляционной функции). Для этого решается прямая задача (11) для временного интервала, сдвинутого на одни сутки. Затем обучающий интервал также сдвигается на один шаг (сутки), и прогнозируется следующее значение. Такая процедура позволяет минимизировать влияние нестационарности. Подавление остаточной неустойчивости достигается оптимальной постфильтрацией.

Этот метод эквивалентен множественной регрессии, но в нём не требуются дополнительных предположений о вероятностном распределении. Это существенно, так как распределение естественных данных далеко не всегда является гауссовым.

4. Результаты прогнозирования

Хотя описанный выше алгоритм был испытан на заранее накопленных экспериментальных данных, мы смоделировали именно прогноз в реальном времени. Мы использовали все полученные непрерывные временные сигналы детектора достаточной длины – не менее года для R и двух лет для Dst (так как меньшая длина рядов делает невозможной предварительную фильтрацию, в особенности необходимую для Dst). Такому требованию удовлетворяли только данные электродного детектора U .

Фактическая эволюция R и Dst сравнивалась с результатом прогнозирования. Качество прогноза оценивалось расчётом стандартного отклонения прогностической кривой от фактической (абсолютная ошибка ε , приводимая ниже, дана в единицах, соответственно, $10^{-22} \text{ Вм м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ для R и $n\text{Тл}$ для Dst).

На рис. 2 показан прогноз солнечной активности на тех же данных (и с той же предфильтрацией $T > 7 \text{ сут}$), что и на рис. 1. Прогнозирующая кривая подвергнута постфильтрации с периодом $T > 7 \text{ сут}$. Полученная заблаговременность $\tau = 39 \text{ сут}$, ошибка $\varepsilon = 5,2$. Без постфильтрации: $\tau = 42 \text{ сут}$, $\varepsilon = 5,4$. Снижение ошибки за счёт постфильтрации невелико.

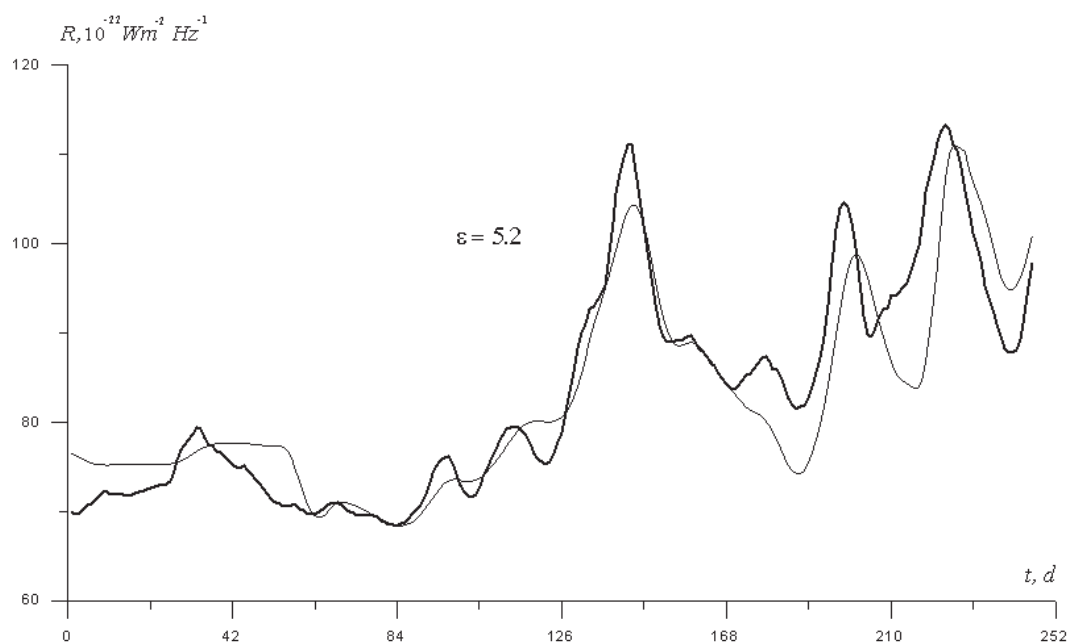


Рис. 2. Прогноз солнечной активности R (на частоте 2800 МГц) с заблаговременностью 39 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчёта соответствует 21.03.1997

На рис. 3 показан прогноз солнечной активности по самым большим, из имеющихся в наличии, временным рядам. Предфильтрация в этом случае $T > 28$ сут, постфильтрация – $T > 14$ сут. Полученная заблаговременность $\tau = 35$ сут, $\varepsilon = 0,88$, в то время как без постфильтрации $\tau = 42$ сут, $\varepsilon = 1,16$. В этом случае польза постфильтрации очевидна.

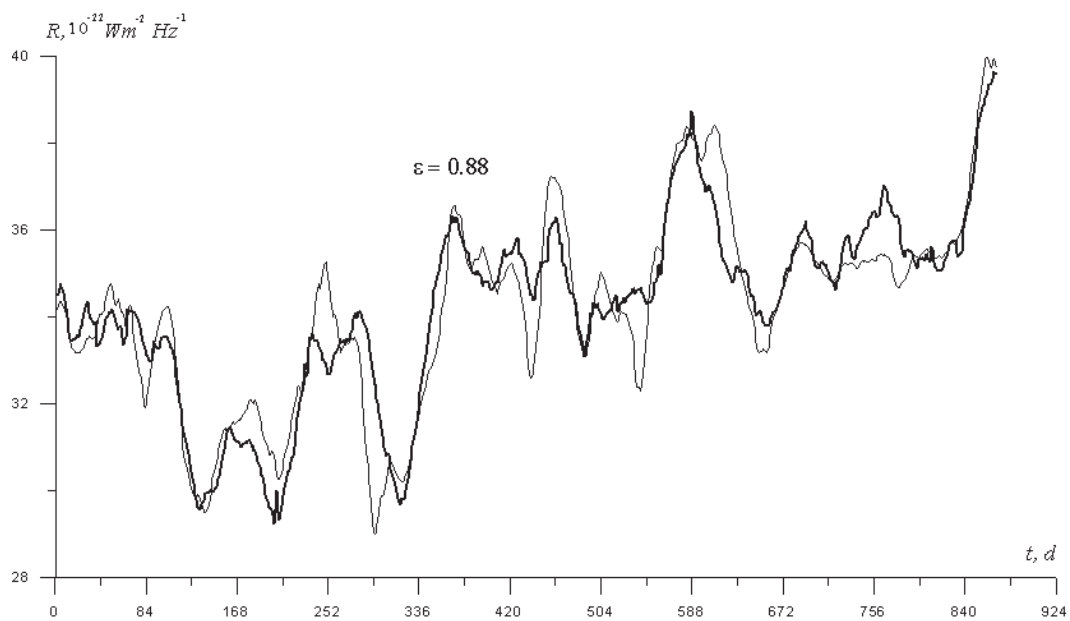


Рис. 3. Прогноз солнечной активности R (на частоте 610 МГц) с заблаговременностью 35 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчёта соответствует 20.03.1995

На рис. 4 показан геомагнитный прогноз на тех же данных и с той же постфильтрацией, что и на рис. 3 (но с другой предфильтрацией $28 < T < 364 \text{ сут}$). Полученная заблаговременность $\tau = 35 \text{ сут}$, $\varepsilon = 1,7$, без постфильтрации $\tau = 42 \text{ сут}$, $\varepsilon = 2,4$.

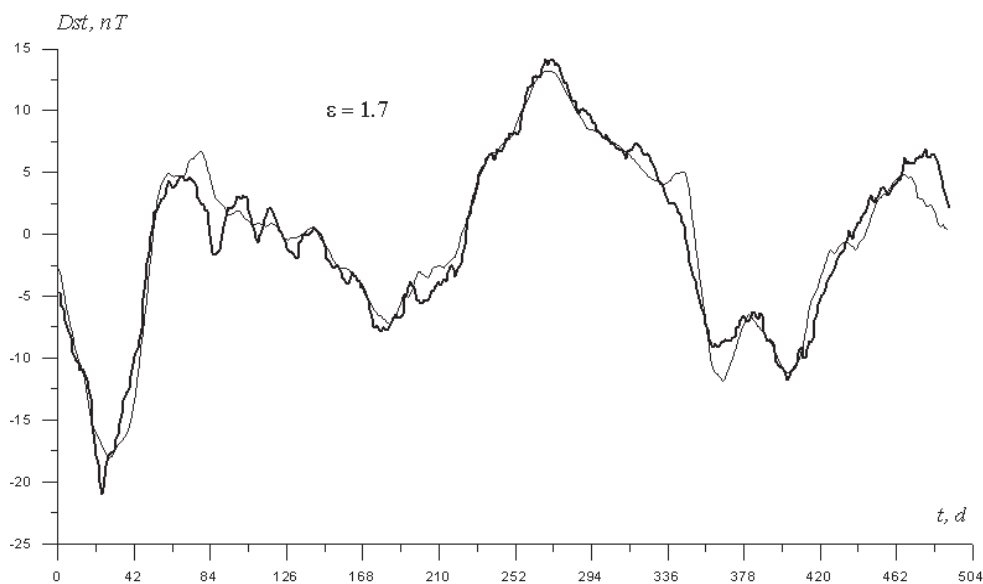


Рис. 4. Прогноз геомагнитной активности Dst с заблаговременностью 35 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчёта соответствует 19.09.1995

На рис. 5 показан прогноз солнечной активности на данных последнего эксперимента, допускающих прогноз с наибольшей заблаговременностью. Предфильтрация $28 < T < 183 \text{ сут}$, постфильтрация – $T > 14 \text{ сут}$. Результат: $\tau = 123 \text{ сут}$, $\varepsilon = 2,0$, без постфильтрации $\tau = 130 \text{ сут}$, $\varepsilon = 2,4$.

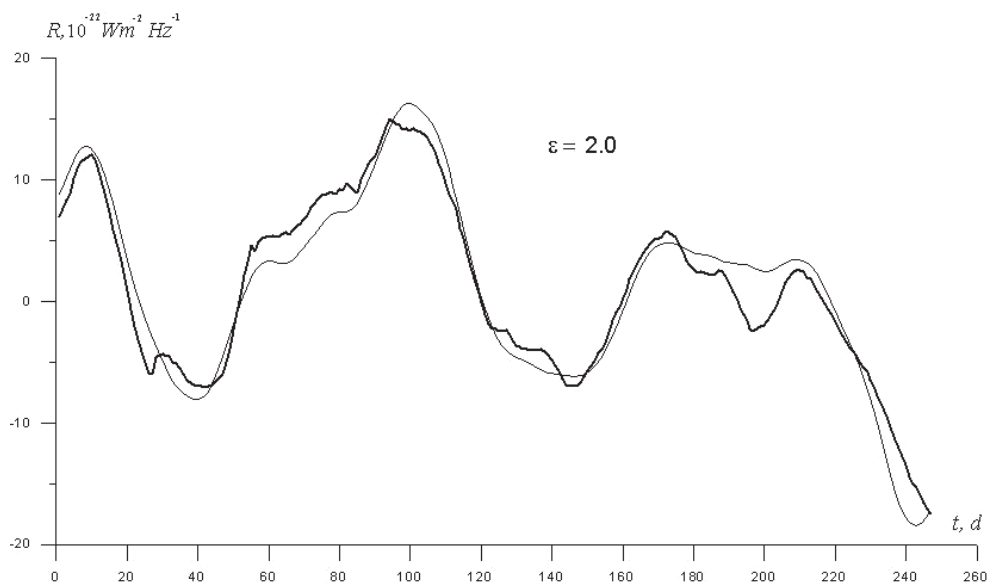


Рис. 5. Прогноз солнечной активности R (на частоте 1415 МГц) с заблаговременностью 123 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчёта соответствует 20.02.2003

На рис. 6 показан геомагнитный прогноз на тех же данных, с той же предфильтрацией и постфильтрацией, что и на рис. 5 результат: $\tau = 123$ сут, $\varepsilon = 269$, без постфильтрации $\tau = 130$ сут, $\varepsilon = 365$.

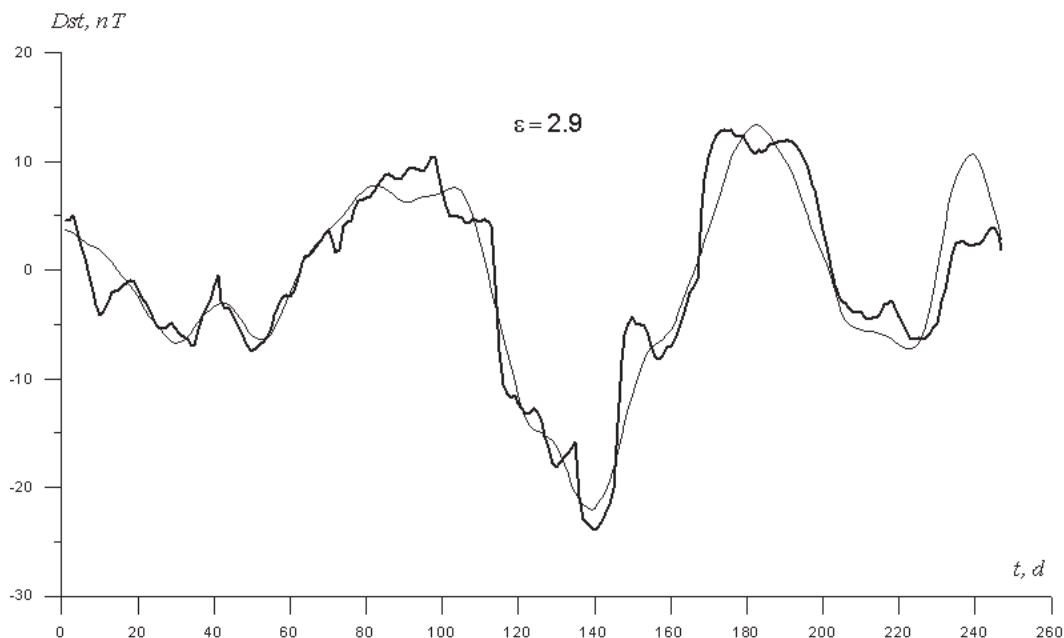


Рис. 6. Прогноз геомагнитной активности Dst с заблаговременностью 123 сут (тонкая линия) в сравнении с фактической кривой (жирная линия). Начало отсчёта соответствует 20.02.2003

Как видно из рис. 2–6, качество полученных прогнозов весьма удовлетворительное, ошибка ε мала по сравнению с соответствующими типичными значениями прогнозируемых индексов R или Dst .

Заключение

На современном уровне строгости проведенные эксперименты согласуются с удивительными выводами Н.А. Козырева о проявлении обратимости в необратимом времени, о возможности наблюдения будущих случайных состояний. Конечно, уравнение макроскопической нелокальности (8) до сих пор остается эвристической гипотезой (несмотря на хорошее соответствие с вполне строгими решениями некоторых частных квантовомеханических задач [36–38]). Требуется как дальнейшее накопление экспериментальных фактов, так и развитие последовательной теории эффекта макроскопической нелокальности.

Следует подчеркнуть, что представленный здесь метод уникален, так как прогнозирует случайную компоненту процесса. Все другие существующие подходы к проблеме прогнозирования по сути своей являются детерминистическими (несмотря на применение статистических кросс- и авторегрессионных алгоритмов) — чем больше случайная компонента в исходных

рядах, тем больше ошибка прогноза. Таким образом, описанный в данной работе метод прогноза является, можно сказать, боровским дополнением обычным методам.

Глядя на проблему в целом, можно заключить, что физический мир оказывается настолько широк, что допускает существование сигналов в обратном времени в обход общеизвестных классических парадоксов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Козырев Н.А.* Избранные труды. – Л., 1991. – 447 с.
2. *Козырев Н.А., Насонов В.В.* Новый метод определения тригонометрических параллаксов на основе измерения разности между видимым и истинным положением звезд // Проблемы исследования Вселенной. – 1978. – Вып. 7. – С. 168–179.
3. *Козырев Н.А., Насонов В.В.* О некоторых свойствах времени, обнаруженных астрономическими наблюдениями // Проблемы исследования Вселенной. – 1980. – Вып. 9. – С. 76–84.
4. *Козырев Н.А.* Астрономическое доказательство реальности четырехмерной геометрии Минковского // Проблемы исследования Вселенной. – 1980. – Вып. 9. – С. 85–93.
5. *Savage D.* Measuring local time dilation using sandglass egg timers // Progress in Space-Time Physics. – Blumberg: Wessely Press. – 1987. – P. 242–251.
6. *Лаврентьев М.М., Еганова И.А., Медведев В.Г., Олейник В.К., Фоминых С.Ф.* О сканировании звездного неба датчиком Козырева // ДАН. – 1992. – Т. 323. – № 4. – С. 649–652.
7. *Hayasaka H., Takeuchi S.* Anomalous weight reduction on a gyroscope right rotation around the vertical axis on the Earth // Phys. Rev. Lett. – 1989. – V. 63. – № 25. – P. 2701–2704.
8. *Cramer J.G.* Generalized absorber theory and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox // Phys. Rev. D. – 1980. – V. 22. – № 2. – P. 362–376.
9. *Cramer J.G.* The transactional interpretation of Quantum Mechanics // Rev. Mod. Phys. – 1986. – V. 58. – P. 647–688.
10. *Владимиров Ю.С., Турыгин А.Ю.* Теория прямого межчастичного взаимодействия. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с.
11. *Hoyle F., Narlikar J.V.* Cosmology and action-at-a-distance electrodynamics // Rev. Mod. Phys. – 1995. – V. 67. – № 1. – P. 113–156.
12. *Home D., Majumdar A.S.* Incompatibility between quantum mechanics and classical realism in the strong macroscopic limit // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – № 6. – P. 4959–4962.
13. *Simon C., Kempe J.* Robustness of multiparty entanglement // Phys. Rev. A. – 2002. – V. 65. – P. 052327-1-4.
14. *Hein M., Dur W., Briegel H.-J.* Entanglement properties of multipartite entangled states under influence of decoherence // Phys. Rev. A. 2005. V. 71. P. 032350-1-25.
15. *Dur W., Briegel H.-J.* Stability of macroscopic entanglement under decoherence // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 92. – P. 180403-1-4.
16. *Calsamiglia J., Hartmann L., Dur W., Briegel H.-J.* Spin gases: quantum entanglement driven by classical kinematics // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 95. – P. 180502-1-4.
17. *Ghosh S., Rosenbaum T.F., Aeppl G.A., Coppersmith S.N.* Entanglement quantum state of magnetic dipoles // Nature. – 2003. – V. 425. – P. 48.
18. *Julsgaard B., Kozhelkin A., Polsik E.S.* Experimental long lived entanglement of two macroscopic objects // Nature. – 2001. – V. 413. – P. 400–403.
19. *Xu H., Strauch F.W., Dutta S.K., Johnson P.R., Ramos R.C., Berkley A.J., Paik H., Anderson J.R., Dragt A.J., Lobb C.J., Wellstood F.C.* Spectroscopy of Three-Particle Entanglement in a Macroscopic Superconducting Circuit // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94. – P. 027003-1-4.

20. *Brucner C., Vedral V., Zeilinger A.* Crucial role of quantum entanglement in bulk properties of solids // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – P. 012110-1-4.
21. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Sorokin M.O., Abramov J.M.* Geophysical manifestation of interaction of the processes through the active properties of time // *Physics and Chemistry of the Earth.* A. – 1999. – V. 24. – № 8. – P. 735–740.
22. *Коротаев С.М., Сердюк В.О., Сорокин М.О.* Проявление макроскопической нелокальности в геомагнитных и солнечно-ионосферных процессах // *Геомагнетизм и аэронавигация.* – 2000. – Т. 40. – № 3. – С. 56–64.
23. *Коротаев С.М., Морозов А.Н., Сердюк В.О., Сорокин М.О.* Проявление макроскопической нелокальности в некоторых естественных диссипативных процессах // *Известия высших учебных заведений. Физика.* – 2002. – № 5. – С. 3–14.
24. *Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorohov J.V.* Experimental evidence of nonlocal transaction in reverse time // *Physical Interpretation of Relativity Theory.* – М.: BMSTU Press, 2003. – P. 200–212.
25. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Nalivayko V.I., Novysh A.V., Gaidash S.P., Gorohov J.V., Pulinets S.A., Kanonidi Kh. D.* Experimental estimation of macroscopic nonlocality effect in solar and geomagnetic activity // *Physics of Wave Phenomena.* – 2003. – V. 11. – № 1. – P. 46–54.
26. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Gorohov J.V., Pulinets S.A., Machinin V.A.* Forecasting affect of macroscopic nonlocality // *Frontier Perspectives.* – 2004. – V. 13. – № 1. – P. 41–45.
27. *Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Nalivayko V.I., Novysh A.V., Gaidash S.P., Gorohov J.V., Pulinets S.A., Kanonidi Kh. D.* Manifestation of macroscopic nonlocality in the processes of solar and geomagnetic activity // *Vestnik of BMSTU.* – 2005. Special Issue. – P. 173–185.
28. *Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorohov J.V., Machinin V.A.* Experimental study of macroscopic nonlocality of large-scale geomagnetic dissipative processes // *Neuro-Quantology.* – 2005. – V. 3. – № 4. – P. 250–269.
29. *Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorohov J.V., Machinin V.A.* Experimental study of advanced nonlocal correlation of of large-scale dissipative processes // *Physical Interpretations of Relativity Theory.* – М.: BMSTU, 2005. – P. 209–215.
30. *Korotaev S.M.* Experimental study of advanced correlation of some geophysical and astrophysical processes // *International Journal of Computing Anticipatory Systems.* – 2006. – V. 17. – P. 61–76.
31. *Коротаев С.М., Морозов А.Н., Сердюк В.О., Горохов Ю.В., Филиппов Б.П., Мачинин В.А.* Экспериментальное исследование опережающих нелокальных корреляций процесса солнечной активности // *Известия высших учебных заведений. Физика.* – 2007. – Т. 50. – № 4. – С. 26–33.
32. *Коротаев С.М.* Козыревское время и макроскопическая нелокальность // *На пути к пониманию феномена времени. Ч. 3.* – М.: Прогресс-Традиция, 2009. – С. 151–175.
33. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Gorohov J.V.* Signals in reverse time from heliogeophysical processes and their employment for the long-term forecast // *Physical Interpretation of Relativity Theory. Proceeding of International Scientific Meeting.* – BMSTU Press, 2007. – P. 222–230.
34. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Gorohov J.V.* Forecast of solar and geomagnetic activity on the macroscopic nonlocality effect // *Hadronic Journal.* – 2007. – V. 30. – № 1. – P. 39–56.
35. *Коротаев С.М., Сердюк В.О., Горохов Ю.В.* Прогноз геомагнитной и солнечной активности на основе нелокальных корреляций // *Доклады Академии наук.* – 2007. – Т. 415. – № 6. – С. 814–817.
36. *Коротаев С.М., Морозов А.Н., Сердюк В.О.* Случайное будущее как существующая реальность // *Время и звезды.* – СПб.: Изд-во Нестор-История, 2008. – С. 455–488.

37. *Korotaev S.M., Serdyuk V.O.* The forecast of fluctuating large-scale natural processes and macroscopic correlations effect // *International Journal of Computing Anticipatory Systems.* – 2008. – V. 20. – P. 31–46.
38. *Korotaev S.M.* Causality and Reversibility in Irreversible Time. – Scientific Research Publishing, Inc., USA, 2011.
39. *Laforest M., Baugh J., Laflamme R.* Time-reversal formalism applied to bipartite entanglement: theoretical and experimental exploration // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 73. – P. 032323-1-8.
40. *Korotaev S.M.* Formal definition of causality and Kozyrev's axioms // *Galilean Electrodynamics.* – 1993. – V. 4. – № 5. – P. 86–89.
41. *Коротаев С.М.* О возможности причинного анализа геофизических процессов // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1992. – Т. 32. – № 5. – С. 27–33.
42. *Хачай О.А., Коротаев С.М., Троянов А.К.* Результаты применения причинного анализа для обработки скважинных данных сейсмоакустической и электромагнитной эмиссии // *Вулканология и сейсмология.* – 1992. – № 3. – С. 92–100.
43. *Коротаев С.М., Шабелянский С.В., Сердюк В.О.* Обобщенный причинный анализ и его применение для изучения электромагнитного поля в море // *Изв. АН. Физика Земли.* – 1992. – № 6. – С. 77–86.
44. *Коротаев С.М., Хачай О.А., Шабелянский С.В.* Причинный анализ процесса горизонтальной информационной диффузии электромагнитного поля в океане // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1993. – Т. 33. – № 2. – С. 128–133.
45. *Коротаев С.М.* Роль различных определений энтропии в причинном анализе геофизических процессов и их приложение к электромагнитной индукции в морских течениях // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1995. – Т. 35. – № 3. – С. 116–125.
46. *Коротаев С.М., Киктенко Е.О.* Причинный анализ квантовых запутанных состояний // *Вестник МГТУ. Естественные науки.* – 2010. – Ч. I. – № 3. – С. 35–55; Ч. 2. – № 4. – С. 30–48.
47. *Korotaev S.M., Kiktenko E.O.* Causal analysis of the quantum states // *AIP Proceedings.* – 2010. – V. 1316. – P. 295–331.
48. *Коротаев С.М., Киктенко Е.О.* Причинность в квантовых запутанных состояниях // *Вестник МГТУ. Естественные науки.* – 2011. – № 3. – С. 90–107.
49. *Коротаев С.М., Киктенко Е.О.* Причинность при декогеренции асимметричных запутанных состояний // *Вестник МГТУ. Естественные науки.* – 2011. Специальный выпуск: Физические интерпретации теории относительности. – С. 37–44.
50. *Korotaev S.M., Kiktenko E.O.* Causality in the entangled states // *Physical Interpretation of Relativity Theory. Proceeding of International Scientific Meeting.* – BMSTU Press, 2011. – P. 141–149.
51. *Kiktenko E.O., Korotaev S.M.* Causal analysis of asymmetric entangled states // *Physics Letters A.* – 2012. – V. 376. – P. 820–823.
52. *Cerf N.J.* Entropic bounds on coding for noisy quantum channels // *Phys. Rev. A.* – 1998. – V. 57. – № 5. – P. 3330–3347.
53. *Cerf N.J., Adami C.* Quantum extension of conditional probability. // *Phys. Rev. A.* – 1999. – V. 60. – P. 863–897.
54. *Borras A., Plastino A.R., Casas M., Plastino A.* Quantum brachistochrone evolution of systems of two identical particles: The role of entanglement // *Phys. Rev. A.* – 2008. – V. 78. – P. 052104.
55. *Plenio M.B., Huelga S.F., Biege A., Knight P.L.* Cavity-loss-induced generation of entangled atoms // *Phys. Rev. A.* – 1999. – V. 59. – P. 2468–2475.
56. *Plenio M.B., Huelga S.F.* Entangled light from white noise // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 88. – P. 197901.
57. *Kim M.S., Lee J., Ahn D., Knight P.L.* Entanglement induced by a single-mode heat environment // *Phys. Rev. A.* – 2002. – V. 65. – P. 040101.

58. *Braun D.* Creation of entanglement by interaction with a common heat bath // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 89. – P. 277901.
59. *Jakobczyk L.* Entangling two qubits by dissipation // *J. Phys. A.* – 2002. – V. 35. – P. 6383–6391.
60. *Башаров А.М.* Декогеренция и перепутывание при радиационном распаде двухатомной системы // *ЖЭТФ.* – 2002. – Т. 121. – Вып. 6. – С. 1249–1260.
61. *Benatti F., Floreanini R., Piani M.* Environment induced entanglement in Markovian dissipative dynamics. // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91. – P. 070402-4.
62. *Choi T., Lee H.J.* Quantum entanglement induced by dissipation // *Phys. Rev. A.* – 2007. – V. 7. – P. 012308.