УДК 519. 71

Дубров Я. А.

К ЭНЕРГОИНФОРМАЦИОННОЙ ФИЗИКЕ! ПРИНЦИПЫ ПЕРЕХОДА И ХРОНОТОПНЫЕ СТРУКТУРЫ

Институт прикладных проблем механики и математики им. Я. С. Пидстригача НАН Украины, г. Львов

Предлагается ряд математических моделей энергоинформационной физики для исследования неоднородного пространства-времени (хронотопа) и физико-информационных полей (секвентности, спиральности, торсионности, фрактальности, струнности и др.).

Ключевые слова: хронотоп, информация, структура.

Переосмысление ряда результатов математики и теории информации дает основания утверждать о возможности построения на базе системного синтеза этих результатов новой физики (энерго-информационной физики — ЭИ-физики), которая расширяет современную физику и переходит в нее при определенных граничных условиях.

При этом следует отметить, что физическое пространство-время, которое мы в дальнейшем будем называть хронотопом (термин М. Бахтина), является физико-информационной системой, поскольку хронотоп как физическое пространство-время или как физический вакуум — это не пустое математическое пространство-время, а наполненное энергией и информацией.

1. Основные глобально-системные характеристики хронотопа и хронотопные структуры.

К основным характеристикам хронотопа как математической структуры отнесем секвентность (неоднородность), спиральность, торсионность (кручение), фрактальность (дробная измеримость), струнность (вибрирующая, спиральная). Эти характеристики порождают математические модели хронотопных структур. Характеристики энергетичности и информационности свойственны хронотопу как физико-информационной системе.

2. Непрерывная секвентность: неоднородная хронотопная структура Эверетта-Дельсарта.

Секвентность происходит от слова секвента, а по определению секвента равна числу изменений знака несинусоидальных функций за единицу времени (по-видимому, на некотором интервале времени). Понятие секвенты лежит в основе секвентного анализа, который является разновидностью, альтернативой и обобщением в некотором смысле гармонического анализа, базирующегося на синусоидальных функциях или на комплексных экспонентах.

В основу математической модели неоднородного хронотопа (пространства-времени) мы положим известный линейный дифференциальный самосопряженный оператор второго порядка Штурма–Лиувилля, который порождается дифференциальным выражением

$$L[f]=-(p(x)f')'+q(x)f, \quad x\in(a,b),$$

и соответствующими граничными условиями в гильбертовом пространстве $L_2(a,b)$, где (a,b) — конечный или бесконечный интервал, p', p, q — непрерывные действительные функции и $p(x)>0$ при всех $x\in(a,b)$.

Для моделирования хронотопной (пространственно-временной) неоднородности используется оператор обобщенного сдвига (о. о. с.) Дельсарта, который в компактном виде как операторная функция от оператора Штурма–Лиувилля (ОШЛ) L_t дается следующим выражением $T_t^s=\varphi(s,L_t)$, где $\varphi(s,\lambda)-$ собственная функция оператора L_s, λ –собственное значение.

Хронотоп (вообще говоря, неоднородный), который определяется оператором L_t, его собственными функциями $\varphi(t,\lambda)$ и оператором обобщенного сдвига T_t^s, будем называть неоднородным хронотопом (неоднородной хронотопной структурой — НХС) Эверетта–Дельсарта [1]. В этом хронотопе в качестве оператора дифференцирования берется L_t, а интегрирования L_t^{-1}.

2.1. Гармоничность как аддитивность: однородная хронотопная структура Эверетта–Фурье.

В том случае, когда ОШЛ вырождается (модифицируется) в оператор дифференцирования $\frac{d}{dt}$, собственными функциями которого есть $e^{i\lambda t}$, а операторами обобщенного сдвига — обычные операторы сдвига U_t^s, для которых $U_t^s f(t) = f(t+s)$, получается однородный хронотоп, который мы называем однородным хронотопом (однородной хронотопной структурой) Эверетта–Фурье. Основным математическим инструментарием при анализе этого хронотопа являются интегралы (с экспоненциальным ядром) и ряды (по экспоненте) Фурье. Пространственно-временные точки в данном хронотопе равноправны в смысле глобальной (общей) однородности.

Когда же ОШЛ совпадает с оператором двойного дифференцирования $\frac{d^2}{dt^2}$, собственными функциями которого есть $\cos\lambda t$ и $\sin\lambda t$, а также их линейная комбинация (сумма) (в частности, и $e^{i\lambda t} = \cos\lambda t + i\sin\lambda t$), то для случая четного однородного хронотопа о. о. с. будет иметь вид

$$T^s = \frac{1}{2}[U^s + U^{-s}],$$

а основным математическим инструментарием исследования этого хронотопа являются косинус-трансформации и косинус-ряды Фурье, что адекватно для разложений четных функций.

Для случая нечетного однородного хронотопа о. о. с. будет иметь вид

$$T^s = \frac{1}{2i}[U^s - U^{-s}],$$

а синус-трансформации и синус-ряды Фурье дают возможность анализировать такие хронотопы, а также соответствующие нечетные функции.

2.2. Мультипликативность: хронотопные структуры Эверетта-Меллина-Эйлера.

Если $L_t = t\frac{d}{dt}$ (собственными функциями этого оператора есть $\varphi(t,\lambda) = t^\lambda$), то о. о. с. имеет следующий мультипликативный вид — $T_t^s t^\lambda = s^\lambda \cdot t^\lambda = (st)^\lambda$. В общем мультипликативные (или инвариантные относительно мультипликативного сдвига) системы описываются операторами Эйлера $A = \sum_{k=0}^{\infty} a_k (t\frac{d}{dt})^k$. Доминирующим инструментарием для изучения мультипликативных хронотопных структур является преобразование Меллина:

$$F(\lambda) = \int_0^\infty f(t)t^\lambda d\ln(t), \lambda = \sigma + i\tau,$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} F(\lambda)t^{-\lambda}d\lambda.$$

2.3. Цилиндричность: неоднородные хронотопные структуры Эверетта-Бесселя.

Частным случаем хронотопа (хронотопной структуры) Эверетта–Дельсарта является хронотоп Эверетта–Бесселя. Обычно ОШЛ модифицируется в одну из разновидностей оператора Бесселя, порождающего дифференциальные уравнения Бесселя (всех таких уравнений, а следовательно, и дифференциальных операторов насчитывается около 23 [2]). Беря за основу уравнение вида

$$x^2 y'' + xy' + (x^2 - p^2)y = 0$$

и его комплексно сопряженные решения (собственные функции)

$$H_p^{(1)}(x) = J_p(x) + iY_p(x),\ \ H_p^{(2)}(x) = J_p(x) - iY_p(x),$$

где $J_p(x), Y_p(x) -$ цилиндрические функции 1-го и 2-го рода соответственно, получим в качестве математического инструментария хронотопа Эверетта–Бесселя интегральные преобразования Ганкеля и ряды Фурье–Бесселя.

Очевидно, что этот хронотоп является неоднородным (существенность начала процесса, цилиндрическая секвентность, цилиндрический сдвиг и др.).

2.4. Гипергеометричность: неоднородные хронотопные структуры Эверетта-Якоби.

В случае полиномов Якоби (гипергеометрических полиномов) о. о. с. индуцируются уравнением

$$(1-x^2)y''+[\beta-\alpha-(\alpha+\beta+2)x]y'+n(n+\alpha+\beta+1)y=0$$

(то ли родственными ему или ассоциированными с ним), решениями которого являются многочлены Якоби $P_n^{(\alpha,\beta)}(x)$ и функции Якоби второго рода $Q_n^{(\alpha,\beta)}(x)$.

Для записи о. о. с. в явном виде целесообразно воспользоваться формулой Родрига [3]. Очевидно, что для анализа неоднородных хронотопных структур Эверетта-Якоби имеет смысл использовать разложения в ряды по многочленам Якоби и функциям Якоби второго рода.

В частном случае $P_n^{(0,0)}(x)=P_n(x)$ и $(g_n)^{-1}P_n^{(-\frac{1}{2},-\frac{1}{2})}(x)=T_n(x)$, где

$$g_n=\frac{\left(\frac{1}{2}\right)_n}{n!}=\frac{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)\ldots\left(\frac{1}{2}+n-1\right)}{n!},$$

получаем многочлены Лежандра и Чебышева.

2.5. Ультрасферичность: неоднородные хронотопные структуры Эверетта-Гегенбауэра.

При $\alpha=\beta=\lambda-\frac{1}{2}$ многочлены Якоби с точностью до постоянного множителя преобразуются в ультрасферические многочлены Гегенбауэра

$$\left(\lambda+\frac{1}{2}\right)_n C_n^{\lambda}(x)=(2\lambda)_n P_n^{(\alpha,\alpha)}(x),\ \alpha=\lambda-\frac{1}{2},$$

удовлетворяющие дифференциальному уравнению

$$(1-x^2)y''-(2\lambda+1)xy'+n(n+2\lambda)y=0.$$

При помощи формулы Родрига отыскивается о. о. с., который подается в виде определенной суммы операторов дифференцирования некоторой функции, т. е. $D^n[(1-x^2)^{n+\lambda-\frac{1}{2}}]$, где $D=\frac{d}{dx}$.

Доминирующим аппаратом для изучения НХС Эверетта—-Гегенбауэра являются ряды многочленов Гегенбауэра.

2.6. Сферичность: неоднородные хронотопные структуры Эверетта—-Лежандра.

Сферические многочлены Лежандра являются частным случаем гипергеометрических многочленов Якоби при $\alpha=\beta=0$, а также многочленов Гегенбауэра при $\lambda=\frac{1}{2}$. Формула Родрига

$$2^n n! P_n(x)=D^n[(x^2-1)]$$

дает возможность представить о. о. с. через операторы D.

В сферическом мире Эверетта–Лежандра наиболее адекватно пользоваться полиномами Лежандра, функциями Лежандра второго рода и присоединенными функциями Лежандра первого рода. Адекватными для этого случая есть преобразования Малера-Фока, ядрами которых являются сферические функции Лежандра.

Отметим, что математические модели хронотопных структур (преимущественно их пространственных составляющих) рассматривались в математической теории поля, когда, в частности, вводились криволинейные системы координат в дополнение к прямоугольной декартовой системы (цилиндрические, сферические, параболические, эллиптические и. т. д.). Правда, каких-то физических интерпретаций или попыток введения своих операторов дифференцирования и интегрирования, о. о. с., интегральных преобразований и разложений в ряды не делалось. Тем более не проводилась аналогия с мирами Эверетта.

3. Дискретная секвентность.

3.1. Неоднородные хронотопные структуры Эверетта–Волша и Эверетта –Хаара.

Доминирующей базой дискретной секвентности есть функции из полных ортонормированных систем Волша и Хаара, которые можно представить при помощи функций из неполной ортонормированной системы Радемахера, функции которой определяются равенствами

$$\mathrm{rad}(k,\vartheta)=\mathrm{rad}_k(\vartheta)=r_k(\vartheta)=\mathrm{sign}\sin 2^k\pi\vartheta,\ \vartheta\in[0,1],\ k=1,2,\ldots.$$

Функция Волша на отрезке [0,1] определяется следующим образом: $\mathrm{wal}(0,\vartheta)\equiv 1$ и $\mathrm{wal}(n,\vartheta)=\mathrm{rad}(\nu_1,\vartheta)\cdot\mathrm{rad}(\nu_2,\vartheta)\cdot\ldots\cdot\mathrm{rad}(\nu_m,\vartheta)$ при $n\geq 1$, где $n=2^{\nu_1}+\ldots+2^{\nu_m}$ — двоичное представление числа n.

По аналогии и тесной связью с $\cos$ и $\sin$ рассматривают четные $cal(i,\theta)=wal(2i,\theta)$ и нечетные $sal(i,\theta)=wal(2i-1,\theta)$ функции Волша. Продолжая эту аналогию, можно также рассматривать комплексную функцию (экспоненту) $cal(k,\theta)+isal(k,\theta)=a(k,\theta)e^{i\varphi(k,\theta)}$,

где $a(k,\theta)=\sqrt{cal^2(k,\theta)+sal^2(k,\theta)}$; $\varphi(k,\theta)=\mathrm{arc\,tg}\dfrac{\mathrm{sal}(k,\theta)}{\mathrm{cal}(k,\theta)}$.

Учитывая то, что для о. о. с. имеет место соотношение $T_t^s\varphi(t,\lambda)=\varphi(s,\lambda)\varphi(t,\lambda)$, а также то, что $wal(h,\theta)\cdot wal(k,\theta)=wal(h\oplus k,\theta)$, где знак $\oplus$ означает сложение по модулю 2, а k и h записываются в двоичном представлении, легко видеть, что оператор сдвига для функций Волша эквивалентен оператору $\oplus$.

Что же касается оператора, выполняющего роль ОШЛ для дискретного времени, собственными функциями которого есть функции Волша, а также оператора дифференцирования, то здесь может оказаться полезным, во-первых, разностное уравнение, определяющее функции Волша [4],

$$\mathrm{wal}(2j+p,\theta)=(-1)^{\mathrm{int}[j/2]+p}\{\mathrm{wal}[j,2(\theta+\tfrac{1}{4})]+(-1)^{j+p}\mathrm{wal}[j,2(\theta-\tfrac{1}{4})]\},\ p=0\text{ або }1,\ j=0,1,2,\ldots,$$

$$\mathrm{wal}(0,\theta)=\begin{cases}1, & -\frac{1}{2}\leq\theta<\frac{1}{2},\\ 0, & \theta<-\frac{1}{2},\theta\geq\frac{1}{2},\end{cases}$$

а, во-вторых, понятие производной булевой функции [5]

$$\frac{\partial f}{\partial x}=f(x_1,\ldots,x_i,\ldots,x_k)\oplus f(x_1,\ldots,\bar{x}_i,\ldots,x_k).$$

Функции Хаара $har(l,n,\vartheta)\equiv H_l^{(n)}(\vartheta)$ определяются посредством функции Волша следующим образом:

$$H_0^{(0)}=\mathrm{wal}_p(0,\vartheta),\qquad H_0^{(1)}=\mathrm{wal}_p(1,\vartheta),$$

$$H_1^{(1)}=[\mathrm{wal}_p(2,\vartheta)+\mathrm{wal}_p(3,\vartheta)]\sqrt{2},$$

$$H_1^{(2)}=[\mathrm{wal}_p(2,\vartheta)-\mathrm{wal}_p(3,\vartheta)]\sqrt{2},$$

где $\mathrm{wal}_p(k,\vartheta)$ — функция Волша, упорядоченная по Пели, далее $H_l^{(n)}$ определяется по индукции и полагается, что $H_l^{(n)}=\varphi_l^{(n)}$, где

$$\varphi_l^{(n)} = 2^{-\frac{l}{2}} \sum_{\nu=2^l}^{2^{l+1}-1} a_k^{(n)} \operatorname{wal}_p(\nu, \vartheta),$$

$a_k^{(n)} = \pm 1, k = 1, 2, ..., 2^{l-1}$ и $H_l^{(n)} = \varphi_l^{(n)}$ для всех ϑ, кроме $\vartheta = q/2^M$, q - нечетное целое число, а M - произвольное целое число.

Оператор сдвига и порождающий оператор для функций Хаара индуцируется предыдущими результатами для функций Волша.

3.2. Дискретная секвентность по переменным.

Кроме функций Волша, Хаара и др., которые являются дискретными по своим значениям, существуют функции, которые дискретны по своим переменным и которые индуцируют соответствующие хронотопные структуры.

3.2.1. Хронотопные структуры Эверетта–Чебышева.

Многочлены Чебышева дискретной переменной определяются следующим образом:

$$t_n(x) = n! \Delta^n [\tbinom{x}{n}\tbinom{x-N}{n}], n = 0,1,..., N-1,$$

где $\Delta -$ разностный оператор вида

$$\Delta f(x) = f(x+1) - f(x), \Delta^{n+1} f(x) = \Delta[\Delta^n f(x)], n = 1, 2, ...,$$

$$\binom{x}{n} = \frac{(x-n+1)_n}{n!}.$$

Многочлены $t_n(x)$ связаны с многочленами Лежандра, Якоби и др.

3.2.2. Биномиальность: хронотопные структуры Эверетта–Кравчука.

Эти ХС базируются на многочленах Кравчука, которые связаны с биномиальным распределением теории вероятностей и определяются следующим образом:

$$k_n(x) = \frac{(-1)^n x!(N-x)!}{n! p^x q^{n-x}} \Delta^n [\frac{p^x q^{N-x+n}}{(x-n)!(N-x)!}], n = 0,1,..., N.$$

Существуют обобщения многочленов Кравчука и их связи с многочленами Якоби, Лагерра и Шарлье.

3.2.3. Пуассоновость: хронотопные структуры Эверетта–Шарлье.

Многочлены Шарлье связаны с распределением Пуассона и задаются выражением:

$$c_n(x) = \frac{x!}{a^x} \Delta^n [\frac{a^{x-n}}{(x-n)!}], x = 0,1,...$$

Многочлены Чебышева, Кравчука, Шарлье и близкие к ним при помощи конечно-разностного аналога формулы Родрига индуцируют аналитические выражения для соответствующих о. о. с.

4. Спиральность: хронотопная структура Эверетта–Френеля.

Еще одной характерной чертой неоднородного хронотопа есть его спиральность. Нами в [6] была построена модель спирального времени, которая индуцирует спиральность целостного хронотопа, и следовательно, и пространства, и времени. Здесь может помочь дифференциальный оператор $\frac{1}{x}\frac{d}{dx}(\frac{1}{x}\frac{d}{dx})$, собственными функциями которого есть $e^{\lambda x^2}, \sin \lambda x^2, \cos \lambda x^2$. На базе этих функций строятся интегралы Френеля (обычные та обобщенные):

$$C(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \cos y^2 dy, S(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \sin y^2 dy$$

и комплексная функция

$$F(x) = C(x) + iS(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^x e^{iy^2}dy.$$

Именно спираль в прямоугольной системе координат в трехмерном пространстве дается в параметрической форме при помощи интегралов Френеля: $x = C(t)$, $y = S(t)$, $z = t$. Проекциями этой кривой на координатные плоскости есть: спираль Корню (клотоида) на плоскость (x, y), кривые $S(t)$ и $C(t)$ на плоскости (x, z) и (y, z).

Одним из аналитических средств изучения спиральной хронотопной структуры Эверетта–Френеля и френелевых зонных картин с их чирп-функцией $Z(x) = e\frac{ix^2}{2}$ есть преобразования Френеля [7]:

$$\Phi(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{\frac{i(x-\lambda)^2}{2}}dx,$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(\lambda)e^{\frac{i(x-\lambda)^2}{2}}d\lambda.$$

Что же касается аналитического вида о. о. с. для спиральных структур, то здесь может помочь обобщенный ряд Тейлора для сдвинутых функций и коэффициенты разложения по степенях λ собственной функции $e^{\lambda x^2}$ $(\sin\lambda x^2, \cos\lambda x^2)$ оператора $\frac{1}{x}\frac{d}{dx}(\frac{1}{x}\frac{d}{dx})$.

5. Спиральные струны (суперструны): спиральная хронотопная бета-структура Эйлера-Венециано-Сузуки.

Новая физическая теория суперструн претендует на объединение теории гравитации Эйнштейна с квантовой теорией. Основным понятием этой теории есть вибрирующая струна [8]. В дальнейшем существенным образом используется гетеротическая струна, состоящая из замкнутой струны, которая вибрирует двумя различными способами (по часовой стрелке и против нее), которые в свою очередь трактуются по-разному в зависимости от измеримости (10 или 26). Г. Венециано и М. Сузуки в 1968 г. показали независимо один от другого, что бета-функция Л. Эйлера соответствует почти всем свойствам, которые необходимы для описания сильных взаимодействий элементарных частиц. Бета-функция определяется равенством

$$B(p,q) = \int_0^1 x^{p-1}(1-x)^{q-1}dx = \frac{\Gamma(p)\Gamma(q)}{\Gamma(p+q)},$$

где $p, q > 0, \Gamma(p)$ — гамма-функция.

Весьма интересным есть свойство симметричности бета-функции, т. е. $B(p,q) = B(q,p)$. О другом удивительном свойстве бета-функциональной модели Венециано–Сузуки говорил Й. Намбу, частично раскрывая тайну этой модели. Этим свойством обладает вибрирующая струна. Мне кажется, что физический принцип, который лежит в основе теории струн, очень близкий к принципу спиральной хронотопной структуры. Тем более, что существуют струны со свободными концами и струны в виде замкнутых петель подобно к сверхспирализации и узлов в ДНК. Итак, мы считаем, что вибрирующая струна — это спиральная струна или спираль в динамике, которая в отличие от элементарной частицы, имеющий круговой спин, обладает спиральным спином или своеобразным вибрированием. Отметим, что спиральная струна может быть замкнутой, а это означает наличие феномена сверхспирализации, т. е. явления, когда замкнутая спиральная струна становится основой новой спирали (сверхспирали) со своими новыми витками (сверхвитками). Заметим, что хронотопная траектория замкнутой струны напоминает трубу [8]. По этой причине стоит рассмотреть бета-распрделение как непрерывное на (0, 1) распределение вероятностей с плотностью

$$\beta_{p,q}(x) = \frac{1}{B(p,q)}x^{p-1}(1-x)^{q-1},$$

где $p,q>0$ и нормирующий множитель $B(p,q)$ является бета-функцией Эйлера. Функция распределения выражается через неполную бета-функцию

$$B_{p,q}(x)=\frac{1}{B(p,q)}\int_0^x y^{p-1}(1-y)^{q-1}dy, 0<x<1.$$

При $p=q=1$ бета-распределение преобразуется в равномерное распределение на интервале [0,1]. Частным случаем бета-распределения есть распределение арксинуса

$$\beta_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}}(x)=\frac{1}{\pi\sqrt{(1-x)x}}.$$

При замене в бета-распределении $x=\frac{1}{1+t}$ получается бета-распределение второго рода

$$\beta'_{p,q}(t)=\frac{1}{B(p,q)}\frac{t^{p-1}}{(1+t)^{p+q-2}}, 0<t<\infty.$$

Один из важных случаев возникновения бета-распределения следующий: если X_1 и X_2 независимы и имеют гамма-распределение с параметрами p и q соответственно, т. е.

$$g_\lambda=\frac{1}{\Gamma(\lambda)}x^{\lambda-1}e^{-x},$$

где $\lambda=p$ или q, $\Gamma(\lambda)$ — гамма-функция, то случайная величина $\frac{X_1}{X_1+X_2}$ имеет бета-распределение с плотностью

$$\beta_{p,q}(x)=\frac{\Gamma(\lambda_1+\lambda_2)}{\Gamma(\lambda_1)\Gamma(\lambda_2)}x^{\lambda_1-1}(1-x)^{\lambda_2-1}, 0<x<1.$$

Отметим, что плотность гамма-распределения есть весовой функцией системы ортогональных многочленов Лагерра, а плотность бета-распределения — системы ортогональных многочленов Якоби.

Функция бета-распределения позволяет вычислять значения функции биномиального распределения по причине равенства

$$B_{n-m,m+1}(1-p)=\sum_{k=0}^{m}C_n^k p^k(1-p)^{n-k}.$$

Рассмотрение бета-распределений и близких к ним может стать базой для построения Ψ -функций спиральных струн разнообразных квантовых объектов.

6. Торсионность и торсионные поля: кручение Риччи хронотопа Эверетта–Френеля.

Естественным обобщением спирального или неоднородного хронотопа Эверетта–Френеля есть кручение Риччи хронотопа, которое порождает торсионное поле в той или другой форме. Кручение Риччи можно интуитивно интерпретировать, с одной стороны, как вырожденную спираль в том смысле, что обращение вокруг некоторой оси вырождается в обращение вокруг своей оси, а с другой, — как обобщение спирали, когда обращение вокруг некоторой оси совмещается с обращением вокруг собственной оси.

В пилотной модели физического вакуума [9] предлагаются обобщенные уравнения физики, которые представляют собой самосогласованную систему нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, в которую входят геометризированные уравнения Гейзенберга, Эйнштейна и Янга-Милса (последнее является нелинейным обобщением уравнений Максвелла). При этом было учтено не только кривизну, но и кручение пространства (кручение Риччи), и, таким образом, введены новые представления о неоднородном хронотопе: пространство Ньютона — однородное трехмерное с евклидовой геометрией, хронотоп Эйнштейна — неоднородное четырехмерное и искривленное пространство-время с римановой геометрией, торсионный хронотоп — неоднородное искривленное и скрученное по Риччи пространство-время с геометрией Римана-Картана. В модели физического вакуума в качестве единого поля принимается поле инерции, которое порождает силы инерции. С другой стороны, поля инерции определяются кручением Риччи хронотопа, которое характеризует его упругие свойства и имеют локальную природу. В результате решения системы уравнений физического вакуума была получена математическая модель мира как система, состоящая из семи уравнений реальности.

Торсионные поля, порождаемые кручениями Риччи хронотопа, представляют собой самостоятельный физический объект на макроуровне, который не зависит не от гравитации, не от электромагнетизма, поскольку первичные торсионные поля порождают физический вакуум, являющийся носителем всех остальных полей (электромагнитных, гравитационных и вторичных торсионных), и состоят из бесконечной совокупности микровихрей (квантовых вихрей), каждый из которых меньший по размерам элементарной частицы. Первичные торсионные поля образуют уровень полевой субстанции. Микровихри не имеют массы покоя, в них нет заряда, они не передают энергию, однако передают информацию (информационную энергию), и это происходит за счет взаимодействия квантовых вихрей. Однако в отличие от электромагнитного и гравитационного полей, имеющих центральную симметрию, у торсионного она осевая, т. е. это поле распространяется от источника (например, точечного) в виде двух конусов. По Утияме торсионные поля — универсальные, силовые, дальнодействующие поля первого порядка. Носителем торсионных взаимодействий является физический вакуум. Утияма допускает, что когда элементарные частицы имеют набор независимых параметров, то каждому из них должно соответствовать свое поле: заряду — электромагнитное, массе — гравитационное, а спину — спиновое или торсионное. Допускают, что квантами торсионного поля — тордионами являются так называемые низкоэнергетические реликтовые нейтрино.

Уравнения торсионного поля существенно нелинейные, а поэтому торсионные поля могут иметь сложную внутреннюю структуру, что позволяет им быть носителями значительных объемов информации. Информационная природа наших мыслей и чувств указывает на их торсионность, поскольку субстрат мыслей и чувств является элементом торсионных полей. Нелинейность уравнений, описывающих мысль, говорит о том, что мысль может влиять сама на себя, т. е. представляет собой самоорганизовующуюся систему, способную на свою собственную жизнь. С другой стороны, нелинейность уравнений торсионного поля и их близость к уравнениям эволюции Лакса (и следовательно, Лакса–Дельсарта [10]) свидетельствует о том, что их решениями могут быть и уединенные волны — солитоны.

7. Фрактальность: геометрия Мандельброта хронотопа.

Очевидно, что секвентность (неоднородность), спиральность, кривизна и кручение (торсионность) хронотопа еще недостаточно для построения новой энерго-информационной физики (ЭИ-физики). Подтверждением этого есть утверждение творца фрактальной геометрии Б. Мандельброта о том, что числовой результат измерений зависит от отношения объекта к наблюдателю, а это вписывается в понятия современной физики (в частности, квантовой механики) и даже является их прекрасной иллюстрацией. Это же относится измеримости пространства (а следовательно, и хронотопа). Именно геометрия Мандельброта изучает пространства с фрактальной измеримостью (включая и дробную), являющуюся одной из наиболее известных измеримостей Хаусдорфа. Эта геометрия (как новый математический язык для моделирования мироздания, естественных, а следовательно, и физических явлений) связана с реализацией на комплексной плоскости простейшего нелинейного алгоритма $Z_{n+1} = \{Z_n^2 + C\}$, где $\{\}$ — итерация, C — некоторое слагаемое. Этот алгоритм позволяет получить численную последовательность, каждый последующий член которой равняется квадрату предыдущего плюс слагаемое. Если зафиксировать Z_0 и изменять C, то получается множество Мандельброта. Очевидно, что фрактальность хронотопа прежде всего связана с его дробной измеримостью.

8. О некоторых энергетических характеристиках хронотопа Эверетта–Дельсарта.

Для построения энергоинформационной физики нужно ревизовать не только прежние представления о пространстве-времени, но и построить новые модели хронотопа, в которых бы обосновывалась, в частности, энергоинформационная идея физики. Здесь уместным становится результат, полученный Б. М. Левитаном и использованный в [11] , что для каждого о. о. с. (а следовательно, и соответствующего хронотопа) в $L^2_\sigma(R_t)$ можно указать вполне аддитивную миру $\rho(\lambda)$ — такую, что операторы

$$Kf = \int_{R_t} f(t)\overline{\varphi(t,\lambda)}d\rho(\lambda) = F(\lambda),$$

$$K^{-1}F = \int_{R_\lambda} F(\lambda)\varphi(t,\lambda)d\rho(\lambda) = f(t),$$

где R_t, R_λ — конечные или бесконечные интервалы, $f(t) \in L^2_\sigma(R_t)$, $F(\lambda) \in L^2_\rho(R_\lambda)$ для всех $f(t)$ и $F(\lambda)$ с интегрируемыми квадратами в соответствующих пространствах определены, взаимно обратны и изометричны, т. е. $K^{-1}K = KK^{-1} = I$ (I — тождественный оператор) и

$$\int_{R_t} f_1(t)\overline{f_2(t)}d\sigma(t) = \int_{R_\lambda} F_1(\lambda)\overline{F_2(\lambda)}d\rho(\lambda),$$

что является обобщением теоремы Планшереля. Отсюда следует теорема Парсеваля

$$\int_{R_t} |f(t)|^2 d\sigma(t) = \int_{R_\lambda} |F(\lambda)|^2 d\rho(\lambda).$$

Итак, каждый хронотоп, который характеризуется своей системой координатных функций, являющихся собственными функциями некоторого оператора Штурма–Лиувилля, и своим о. о. с., имеет также свойственные только ему формулы Планшереля и Парсеваля для нахождения соответствующих энергетических характеристик определенных функций, изучаемых в этом хронотопе. Особенную роль играют операторы преобразования одних координатных функций в гильбертовом пространстве в другие. Очевидно, что при таком преобразовании происходит переход из одного хронотопа в другой.

9. Об отсутствии информационных характеристик в современной физике.

Сама по себе тривиальность утверждения об отсутствии понятий теории информации в современной физике подтверждается, по-моему, тем, что основным понятием современной физики, как и большинства ее разделов, является энергия. Ведь в классической механике уравнения движения Лагранжа второго рода, канонические уравнения движения и уравнения Гамильтона-Якоби базируются на лагранжиане $L = T - U$ (T, U — кинетическая и потенциальная энергии соответственно), гамильтониане $H = T + U$ и гамильтоновом действии $S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$ соответственно, которые определяются через кинетическую и потенциальную энергии.

Лагранжев и гамильтонов формализм имеет место также в теории относительности (специальной и общей). Отметим, что в уравнениях Эйнштейна гравитационного поля фигурирует также тензор энергии-импульса.

В теории электромагнитного поля энергия подается посредством вектора Пойнтинга, который интерпретируется как плотность потока электромагнитной энергии. Кстати, эта теория может стать примером для построения теории информационного поля.

В термодинамике кроме чисто термодинамических параметров состояния системы (давление, температура, объем, энтальпия и др.) используется также энергия, свободная энергия (Гельмгольца), исполняемая системой работа и, что особенно интересно, энтропия, которая, в частности, представляется через свободную энергию F, внутреннюю энергию E и температуру T следующим образом — $S = \frac{E - F}{T}$.

В статистической механике полная энергия состояния молекулы состоит из потенциальной, кинетической, вращательного и колебательного движения и энергии движения электронов. Кроме того, используется H-функция Больцмана

$$H = \int f \ln f d\vec{c},$$

где интегрирование ведется по всему пространству скоростей, $d\vec{c} = dudvdw$, $f = f(\vec{c}, \vec{r}, t)$ — функция распределения молекул по скоростям, $\vec{r} = (x, y, z)$.

Отметим, что интеграл от функции H по всему объему газа пропорциональный отрицательной энтропии (негентропии) $-S$ газа.

В условиях отсутствия информационных понятий в физике термодинамическую энтропию и H-функцию Больцмана можно считать определенным мостиком между современной физикой и энерго-информационной физикой.

10. Концепция информационной энергии и обобщенный гамильтониан.

Для введения информационных величин в физику постулируется существование кроме кинетической и потенциальной энергии также информационной I энергии. В этом случае гамильтониан (то ли в виде функции, то ли в виде оператора) преобразуется в обобщенный гамильтониан $\mathcal{H} = T + U + I$.

Что же касается установления связи между информационной энергией I и количеством информации i, то здесь мы можем воспользоваться равенствами для физической энергии, которые устанавливают связь между энергией и массой $E = mc^2$ (формула Эйнштейна) и между энергией и частотой фотона — $E = h\nu$ (формула Планка). Для связи информационной энергии и информации постулируется выражение $I = ki$, где k — кубитная константа, т. е. количество энергии, которая порождает один бит информации ($[k] =$ энергия/бит). С другой стороны, для связи информационной энергии с физической энтропией можно постулировать равенство $I = \kappa S$, где $[\kappa] =$ град · бит/дж.

О корректности наших предыдущих постулированных равенств можно будет судить из дальнейших исследований.

11. Уравнение Шредингера-Шеннона в пространстве Гильберта–Шеннона.

Для учета информационной энергии на квантовом уровне предлагается следующее обобщение уравнения Шредингера — уравнение Шредингера-Шеннона (ШШ):

$$-ih\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \mathcal{H}\Psi \equiv H\Psi + i(\Psi),$$

где

$$i(\Psi) = -\int\limits_{X_1\times\ldots\times X_n} |\Psi_{1\ldots n}|^2 \log\frac{|\Psi_{1\ldots n}|^2}{|\Psi_1|^2\cdot\ldots\cdot|\Psi_n|^2}\,dx_{1\ldots}dx_n,$$

а интегрирование осуществляется по всему случайному пространству состояний $X_1 \times \ldots X_n$ n микрочастиц, $\Psi_{1\ldots n}$ — волновая функция состояний n частиц, $\Psi_i, i = 1,\ldots,n$ — волновая функция состояний i-й частицы.

Итак, $i(\Psi)$ — количество взаимной информации n микрочастиц.

Если классическое уравнение Шредингера рассматривается в «энергетическому» пространстве Гильберта, то уравнение ШШ необходимо рассматривать в энерго-информационном пространстве, которое является определенным синтезом пространства Гильберта с обычным скалярным произведением и информационного пространства Шеннона с информационным произведением Ψ-векторов, которое совпадает с взаимным количеством информации двух векторов [12]. Каждое из этих скалярных произведений индуцирует соответствующую метрику — «энергетическое» расстояние $D(f,g) = \|f - g\| = [(f-g)(f-g)]^{\frac{1}{2}}$ для гильбертова пространства и «информационное» расстояние $d(\xi,\eta) = \; = I(\xi/\eta) + I(\eta/\xi)$ для шенноновского пространства, где $I(\cdot/\cdot)$ — условное количество информации.

Скалярные произведения индуцируют соответствующие нормы — «энергетическую» норму вектора f — $\|f\| = (f, f)^{1/2}$ (аналог длины отрезка) для пространства Гильберта и «информационную» норму вектора ξ: $\|\xi\| = I(\xi,\xi) = \ = H(\xi)$ (собственная информация или энтропия) для пространства Шеннона.

12. Уравнение Даламбера-Шеннона для информационного поля:

$$\square u \equiv \Delta u - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -R\rho(t),$$

где $\square$, Δ — операторы Даламбера и Лапласа соответственно; u — потенциал поля, который в каждой точке-частице равняется энтропии $h(\Psi) = -|\Psi|^2 \log|\Psi|^2$ элементарной частицы — носителя информационного поля, v — скорость распространения поля, R — константа среды, ρ — объемная плотность информации.

В качестве разности потенциалов поля можно выбрать или $h(\Psi_1) - h(\Psi_2)$, или $I(\Psi_1, \Psi_2)$.

Литература:

1. *Дубров Я. О.* Про математичні підстави нової фізики: геометрія та інформація. // Одинадцята Міжнародна наукова конференція ім. акад. М. Кравчука. Матеріали конференції. — Київ, 2006, С. 819.
2. *Янке Е., Эмде Ф.* Таблицы функций. — М.,1959. — 420 с.
3. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцедентные функции. — М., 1966. — 296 с.
4. *Хармут Х.* Теория секвентного анализа. — М., 1980. — 576 с.
5. *Бохман Д., Постхоф Х.* Двоичные динамические системы. — М., 1986. — 401 с.
6. *Дубров Я. О., Пелешко В. А.* Моделювання еволюції як спірального процесу // Конференція молодих вчених із сучасних проблем мех. й мат. ім. акад. Я. С. Підстригача. Тези доповідей. — Львів, 2005. — С. 284-285.
7. *Драган Я. П.* Модели сигналов в линейных системах. — Киев, 1972. — 303 с.
8. *Мічіо Кайку* Гіперпростір. — Львів, 2005. — 460 с.
9. *Шипов Г. И.* Явления психофизики и теория Физического Вакуума. // Сознание и физический мир. в. 1. — М., 1995. — С. 85-103.
10. *Дубров Я. О.* Потік інформаційної енергії Лакса-Дельсарта-Шеннона. // Сучасні проблеми прикладної мат. та інформатики. — Львів, 2005. — С. 81-82.
11. *Драган Я. П., Дубров Я. А., Михайловский В. Н.* Некоторые общие свойства линейных преобразований // Вопросы передачи информации. в. 2. — К., 1963. — С. 5-28.
12. *Дубров Я. А.* Психоинформатика, соционика и эволюция квантовой механики в квантовую информационную физику // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2005. — № 1. — С. 3-17.

Статья поступила в редакцию 20.09.2007 г.

Dubrov Ya. A.

On energy-information physics! Principles of a transition and chronotop structures

A number of mathematical models of energy-informational physics for investigation of heterogeneous space-time (chronotop) and physics-information fields (sequence, helicity, torsion, fractality, string etc.) is offered.

Keywords: chronotop, the information, structure, information theory, physicochemical systems, fractality.