ГЛАВА 10
КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрена новая модель космологии, основанная на использовании общих соотношений кинематического описания теории поля. Для описания космологических эффектов впервые привлекаются кинематические соотношения, являющиеся обобщением известных в механике твердого тела формул Чезаро.

10.1. Определение космологического кинематического состояния

Основываясь на материале гл.1 рассмотрим вновь точечное преобразование пространства событий:

$$y_i = x_i + R_i \tag{10.1}$$

где y_i координаты деформированного пространства событий, x_i - координаты недеформированного пространства событий, R_i - вектор перемещений.

Соответствующий этому преобразованию метрический тензор будет иметь вид:

$$g_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\partial R_i}{\partial x_j} + \frac{\partial R_j}{\partial x_i} + \frac{\partial R_k}{\partial x_i}\frac{\partial R_k}{\partial x_j} \tag{10.2}$$

В гл.1 установлены общие кинематические соотношения (расширенные формулы Чезаро) справедливые для пространства событий. Основываясь на их анализе можно утверждать, что только кинематическое состояние $\gamma_{ij} = 0$ (кинематическое состояние 7) не связано со "слабыми взаимодействиями". Более того, на основании изложенного в предыдущих разделах можно предположить, что с девиатором деформации γ_{ij} связаны локальные физические процессы, которые должны затухать на пространственной бесконечности. Поэтому, исключая все локальные процессы, т.е. полагая $\gamma_{ij} = 0$, мы останавливаемся на исследовании

единственного физического процесса ($\frac{\partial g_{ij}}{\partial x_k} \neq 0$), который по определению связан со всей Вселенной. Назовем такой процесс космологическим. Соответственно, кинематическое состояние 7 назовем космологическим кинематическим состоянием.

Попытаемся, исходя исключительно из геометрических соображений, изучить некоторые свойства гравитационных полей, связанных с космологическим кинематическим состоянием. Рассмотрим вытекающие из (1.16) соотношения при $\gamma_{ij} = 0$, связывающие систему координат внешнего наблюдателя x и сопутствующую некоторой точке среды систему координат y для кинематического состояния 7:

$$y_i = x_i\left(1 + \frac{1}{4}\theta_j^0 x_j\right) - \frac{1}{8}x_k x_k \theta_i^0 \tag{10.3}$$

Установим свойства эталонов длины и эталонов часов в сопутствующей системе координат и в системе координат внешнего наблюдателя. Отметим, что в дальнейшем постоянный 4-х вектор $\frac{1}{4}\theta_i^0 = \Theta\theta_i$ удобно использовать в качестве базисного вектора.

10.2. Локальные свойства эталонов длины и времени

Введем некоторые необходимые определения:

1. Определим единичный вектор θ_i:

$$\frac{1}{4}\theta_i^0 = \Theta\theta_i,$$

где $\Theta = \frac{1}{4}\sqrt{\theta_k^0\theta_k^0} = \frac{1}{ict_s}$ и $\theta_i\theta_i = 1$.

2. Обозначим:

$$X_i = \Theta x_i, \quad Y_i = \Theta y_i.$$

Теперь (10.3) можно переписать в виде:

$$Y_i = X_i(1+X) - \frac{1}{2}X_k X_k \theta_i \qquad (10.4)$$

где $X = X_i\theta_i = \frac{t}{t_s}$ - нормированное время системе координат внешнего наблюдателя.

Из (10.4) следует:

$$Y_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) = X_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)(1+X)$$

$$Y_iY_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) = X_iX_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)(1+X)^2$$

$$\frac{Y_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}{\sqrt{Y_nY_m(\delta_{nm} - \theta_n\theta_m)}} = \frac{X_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}{\sqrt{X_nX_m(\delta_{nm} - \theta_n\theta_m)}} = U_j \qquad (10.5)$$

определение орта U_i и его свойств:

$U_iU_i = 1 \quad U_i\theta_i = 0$

а также определение расстояний R и r в сопутствующей системе координат и системе координат внешнего наблюдателя

$$Y_i = \Theta y_i = \Theta[y_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) + y\theta_i] =$$

$$= \Theta[R\frac{y_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}{R} + ic\tau\theta_i] = \Theta[RU_i + ic\tau\theta_i]$$

$$X_i = \Theta x_i = \Theta[x_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) + x\theta_i] =$$

$$= \Theta[r\frac{x_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}{r} + ict\theta_i] = \Theta[rU_i + ict\theta_i]$$

Теорема 1

О поведении эталонов длины как функции времени внешнего наблюдателя

Отношение эталонов длины в сопутствующей системе координат и в системе координат внешнего наблюдателя линейно увеличивается со временем внешнего наблюдателя.

Для доказательства определим эталон длины как два одновременных события A и B с координатами $A(X_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j); X)$ и $B((X_j + \Delta X_j)(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j); X)$ в системе координат внешнего наблюдателя:

$$\Delta r = \frac{1}{\Theta}\sqrt{\Delta X_i \Delta X_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)} \qquad (10.6)$$

тогда его отображение в сопутствующей среде системе координат

$$\Delta R = \frac{1}{\Theta}\sqrt{\Delta Y_i \Delta Y_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)} \qquad (10.7)$$

Непосредственно из уравнения (10.4) получим

$$\begin{cases} Y_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) = X_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)(1+X) \\ (Y_i + \Delta Y_i)(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) = (X_i + \Delta X_i)(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)(1+X) \end{cases}$$

$$\Delta Y_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j) = \Delta X_i(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)(1+X)$$

$$\sqrt{\Delta Y_i \Delta Y_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)} = \sqrt{\Delta X_i \Delta X_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}(1+X)$$

$$\Delta R = \Delta r(1+X)$$

В результате, как следствие соотношений (10.6) и (10.7) получим равенство:

$$\frac{\Delta R}{\Delta r} = 1 + X = 1 + \frac{t}{t_s} \qquad (10.8)$$

Что и требовалось доказать.

Теорема 2

О поведения эталонных часов как функции времени внешнего наблюдателя

Отношение хода часов в сопутствующей системе к ходу часов внешнего наблюдателя линейно увеличивается со временем внешнего наблюдателя.

Определим эталон времени в системе координат внешнего наблюдателя

$$\Delta X = \Delta X_j \theta_j \tag{10.9}$$

и эталон времени в сопутствующей системе координат

$$\Delta Y = \Delta Y_j \theta_j, \tag{10.10}$$

Тогда из (10.4) следует

$$\frac{\Delta Y}{\Delta X} = 1 + X = 1 + \frac{t}{t_s}, \tag{10.11}$$

что и требовалось доказать.

Теорема 3 .

О времени жизни Вселенной.

Для случая $t = -t_s$ отображение x в y становится сингулярным (одновременно эталоны длины и времени сопутствующей системы координат обращаются в ноль). Иначе говоря, t_s - время жизни Вселенной.

Действительно, сингулярная точка пространственно-временного континуума, в которой одновременно с точки зрения внешнего наблюдателя обращаются в ноль эталоны длины и времени сопутствующей системы координат, определяется как начало жизни Вселенной (Большого Взрыва). В соответствии с Теоремами 1 и 2 момент начала жизни Вселенной определяется соотношением:

$$1 + \frac{t}{t_s} = 0$$

Следовательно, момент начала жизни Вселенной дается соотношением:

$$t = -t_s$$

Что и требовалось доказать.

10.3 Теоремы сохранения пространства и времени

Теорема 4.

Закон "сохранения" пространства.

Для представительного объема V_3 в системе координат внешнего наблюдателя среднее изменение объема (с точки зрения внешнего наблюдателя) линейно увеличивается со временем внешнего наблюдателя

Как следствие соотношений (10.4) получим

$$\frac{\partial Y_i}{\partial X_j} = \delta_{ij}(1 + X) + X_i \theta_j - X_j \theta_i$$

Найдем соответствующие пространственные компоненты дивергенции вектора Y_i

$$\frac{\partial Y_i}{\partial X_j}(\delta_{ij} - \theta_i \theta_j) = 3(1 + X)$$

Далее будет использоваться естественное определение изменения объема в системе координат внешнего наблюдателя

$$\Delta V_3 = \iiint \frac{\partial Y_i}{\partial X_j}(\delta_{ij} - \theta_i \theta_j) dV_3 \tag{10.12}$$

Интегрируя по V_3 предыдущее соотношение с учетом (10.12) получим:

$$\frac{\Delta V_3}{V_3} = 3(1 + \frac{t}{t_s}) \tag{10.13}$$

что и требовалось доказать.

Теорема 5.
Закон "сохранения" времени.

Для представительного объема V_3 средний ход сопутствующих среде часов линейно увеличивается со временем внешнего наблюдателя.

Доказательство вытекает из определения среднего хода сопутствующих среде часов:

$$T = \frac{1}{V_3}\iiint Y_i\theta_i dV_3 \qquad (10.14)$$

и соответственно из следующей цепочки равенств:

$$\frac{\partial Y_i}{\partial X_j}\theta_i\theta_j = (1+X)$$

$$\frac{1}{V_3}\iiint \frac{\partial Y_i}{\partial X_j}\theta_i\theta_j dV_3 = \frac{1}{V_3}\iiint (1+X)dV_3$$

$$\theta_j\frac{\partial}{\partial X_j}[\frac{1}{V_3}\iiint Y_i\theta_i dV_3] = (1+\frac{t}{t_s})$$

$$\theta_j\frac{\partial T}{\partial X_j} = (1+\frac{t}{t_s}) \qquad (10.15)$$

Что и требовалось доказать

Теорема 6.
Закон "сохранения" пространства-времени.

С точки зрения внешнего наблюдателя относительное изменение "сопутствующего объема" равняется утроенной скорости изменения среднего времени

Действительно, исключая из (10.13) и (10.15) величину $(1+\frac{t}{t_s})$ получим:

$$\frac{\Delta V_3}{V_3} = 3\theta_j\frac{\partial T}{\partial X_j} \qquad (10.16)$$

Что и требовалось доказать.

10.4. Расширение Вселенной

Следующие две теоремы устанавливают изменение эталонов длины и времени в сопутствующей системе координат в зависимости от расстояния в системе координат внешнего наблюдателя

Теорема 7

Изменение расстояния до произвольной точки в сопутствующей системе координат по часам внешнего наблюдателя пропорционально расстоянию до этой точки в системе координат внешнего наблюдателя.

Воспользуемся формулой (10.6) и найдем зависимость эталона длины в сопутствующей системе координат, связанной с приращением времени в системе координат внешнего наблюдателя

$$\Delta R = r\Delta X$$

откуда

$$\frac{\Delta R}{\Delta X} = r \qquad (10.17)$$

что и требовалось доказать.

Если (10.17) представить в предельной форме

$$\frac{\partial R}{\partial t} = \frac{1}{t_s}r$$

и сравнить полученный результат с моделью Фридмана-Эйнштейна, можно констатировать их полное совпадение. Тогда единственный произвольный параметр рассматриваемой модели Θ можно связать с постоянной Хаббла H:

$$\Theta = \frac{H}{ic}$$

Теорема 8
Произвольным образом расположим два эталонных экземпляра часов на расстоянии эталона длины друг от друга в системе внешнего наблюдателя. Соотношением (10.4) задается отображение этой пары часов в сопутствующую систему координат. Тогда относительное изменение хода часов в сопутствующей системе координат пропорциональна расстоянию до этой пары часов в системе координат внешнего наблюдателя

Запишем временную компоненту вектора Y_i, определяющую показания часов в сопутствующей системе координат.

$$Y = X(1+X) - \frac{1}{2}(\Theta^2 r^2 + X^2)$$

где r - нормированное на ict_s расстояние (в классическом понимании) до этой пары часов в системе координат внешнего наблюдателя.

Учитывая записанное равенство, найдем приращение величины Y, связанное с переходом от одних часов к другим

$$\Delta Y = -\Theta r \Delta \Theta r$$

Имея в виду что ΔY - относительное изменение хода рассматриваемой пары часов, получим

$$\frac{\Delta Y}{\Delta \dfrac{r}{ct_s}} = \frac{r}{ct_s} \qquad (10.18)$$

Здесь величина $\dfrac{r}{ct_s}$ определяет расстояние в системе координат внешнего наблюдателя, измеренное в световых временах жизни Вселенной.
Таким образом, теорема доказана.

10.5. О движении пробного тела в произвольном гравитационном поле.
Пусть задано произвольное гравитационное поле своим метрическим тензором g_{ij}. В данном случае мы не конкретизируем модель гравитации, т.е. не указываем краевую задачу, которой удовлетворяют компоненты

метрического тензора g_{ij}. Единственным требованием к g_{ij} является требование причинности, выражающееся в существовании непрерывного преобразования (10.1).
Тогда из уравнения геодезической

$$\delta \int \sqrt{g_{ij} dx_i dx_j} = 0$$

с учетом (10.2) следует:

$$\delta \int \sqrt{(\delta_{ki} + \frac{\partial R_k}{\partial x_i}) dx_i (\delta_{kj} + \frac{\partial R_k}{\partial x_j}) dx_j} = \delta \int \sqrt{dy_k dy_k} =$$

$$= \delta \int \sqrt{\dot{y}_k \dot{y}_k}\, d\tau = \int \frac{\dot{y}_q}{\sqrt{\dot{y}_k \dot{y}_k}} \delta\dot{y}_q\, d\tau =$$

$$= \frac{\dot{y}_q}{\sqrt{\dot{y}_k \dot{y}_k}} \delta y_q \Big| - \int \frac{d}{d\tau}\left(\frac{\dot{y}_q}{\sqrt{\dot{y}_k \dot{y}_k}}\right) \delta y_q\, d\tau = 0$$

Интегрируя полученные уравнения Эйлера, имеем:

$$\frac{\dot{y}_q}{\sqrt{\dot{y}_k \dot{y}_k}} = \tilde{v}_q \quad \Rightarrow \quad \tilde{v}_q \tilde{v}_q = 1 \qquad (10.19)$$

Здесь $\tilde{v}_i$ - компоненты начальной 4-скорости пробного тела. Они могут быть выражены через компоненты начальной 3-скорости v_i соотношениями:

$$\tilde{v}_i = \frac{1}{ic} \frac{v}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \frac{v_i}{v} + \frac{1}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}} \theta_i \qquad (10.20)$$

где введены следующие обозначения:

$$v_i = ic\frac{dy_j(\delta_{ij} - \theta_i\theta_j)}{dy_k\theta_k} \quad \Rightarrow v_i\theta_i = 0$$

$$v = \sqrt{v_i v_i}$$

Интегрируя (10.19) с учетом того, что $\sqrt{dy_k dy_k} = ds$, получим:

$$y_q = \widetilde{v}_q s + y_q^0$$

Таким образом, на основании (10.19) и (10.1) получено общее решение движения пробного тела в произвольном гравитационном поле в неявном виде:

$$x_q + R_q(x_i) = \widetilde{v}_q s + y_q^0 \tag{10.21}$$

10.6. О движении пробного тела в космологическом гравитационном поле

Следующий этап исследований связан с изучением движения пробных тел в гравитационном поле, связанном с космологическим преобразованием (10.4). Воспользуемся полученным выше общим решением (10.21):

$$\Theta x_q + \Theta R_q(x_i) = \Theta\widetilde{v}_q s + \Theta y_q^0$$

$$X_q(1+X) - \frac{1}{2}X_k X_k \theta_q = \Theta\widetilde{v}_q s + Y_q^0$$

$$\dot{X}_q(1+X) + X_q\dot{X} - X_k\dot{X}_k\theta_q = \Theta\widetilde{v}_q$$

Представим это векторное уравнение движения в проекциях на пространственное и временное направления:

$$\dot{X}_q(1+X) + X_q\dot{X} - X_k\dot{X}_k\theta_q = \Theta\widetilde{v}_q$$

$$\begin{cases} \dot{X}_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i)(1+X) + X_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i)\dot{X} = \Theta\widetilde{v}_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i) \\ \dot{X}(1+X) - \Theta^2 r\dot{r} = \Theta\widetilde{v}_q\theta_q \end{cases}$$

и перейдем от абсолютного времени s к собственному времени t внешнего наблюдателя:

$$\frac{X'_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i) + \dfrac{X_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i)}{(1+X)}}{1 - \dfrac{\Theta r}{ic(1+X)}r'} = \frac{\widetilde{v}_q(\delta_{qi} - \theta_q\theta_i)}{\widetilde{v}_q\theta_q} \tag{10.22}$$

Теорема 9
О скорости пробного тела в расширяющейся Вселенной

Пусть пробное тело движется с начальной скоростью $v^2 < c^2$ по геодезической траектории (по инерции) из центра координат. Тогда скорость пробного тела убывает со временем внешнего наблюдателя.

В частном случае, когда пробное тело двигается по траектории, проходящей через начало координат, (10.22) можно привести к виду:

$$\frac{r' + \dfrac{Hr}{(1+X)}}{1 + \dfrac{Hr}{c^2(1+X)}r'} = v$$

или

$$r' = c\frac{[\dfrac{v}{c} - \dfrac{Hr}{c^2(1+X)}c]}{[1 - \dfrac{Hr}{c^2(1+X)}v]} \tag{10.23}$$

откуда:

$$r \approx \frac{v}{H}(1 - e^{-Ht}) \qquad r' \approx ve^{-Ht} \tag{10.24}$$

Следствие 1.
Постоянная скорость движения с точки зрения внешнего наблюдателя может быть только у светового луча. При этом скорость света в обеих системах координат: сопутствующей системе и системе внешнего наблюдателя равна c.

Действительно, при $v = c$ имеем:

$$r' = c \qquad (10.24)$$

Теорема 10

О скорости пробного тела в расширяющейся Вселенной как функции расстояния в системе координат внешнего наблюдателя)

Пусть пробное тело движется с начальной скоростью $v^2 < c^2$ по геодезическим траекториям (по инерции) из центра координат. Тогда скорость пробного тела убывает с расстоянием в системе координат внешнего наблюдателя.

Пренебрегая в (10.23) X по сравнению с единицей, получим:

$$r' = c\frac{[\frac{v}{c} - \frac{Hr}{c^2}c]}{[1 - \frac{Hr}{c^2}v]} \approx v - Hr \qquad (10.25)$$

Следствие 1.

Область движения пробного тела с начальной со скоростью, меньшей скорости света, в системе координат внешнего наблюдателя пространственно ограничена. (И является неограниченной в сопутствующей системе координат).

Следствие 2.

Для любой начальной скорости $v << c$ в системе координат внешнего наблюдателя существует свой пространственный (с точки зрения аргумента) барьер, который данное тело не может преодолеть.

Summary

For authors of this book the main goal consists of attempt to transfer research techniques and results well known in a mechanics of a continuous medium, to the four-measurement mediums (medium of a Minkowski space: electromagnetic, strong, feeble and gravitational fields). Riches and variety of models of a continuous medium give the basis to hope for existence of the relevant analogs in four-measurement mediums.

On the other hand, the well known the classical models of the four-measurement mediums can be considered as analogs of the some models for the continuous medium. So, the model of an electrodynamics of the Maxwell is direct analog of the model of the asymmetrical theory of elasticity, which is not so popular among scientists in the mechanics of the solid. The authors expect also, that the methods known in physics of a field can be used as the investigation methods of the mechanics of the continuous medium. For example, the methods of the theory of quantized fields, probably, can be useful in the fracture mechanics.

In the book the mechanistic approach to the formulation of model of a Minkowski space is offered. It was proved that the governing system of the equations could be submitted as Maxwell equations for electromagnetic fields, Yukava's equation for strong interactions and equation for weak couplings, which were not constructed within the framework of one theory earlier. The correct formulations of mathematical boundary-value problems for particular types of the fields and models of the mediums are given. The new version of a variation formalism and tensor technique guaranteeing a covariance of constructed models is used at build-up of models.

Sequence of the enunciating, which is used by the authors is the natural for mechanics of the solids. It consists in the description of kinematics models of explored mediums, in definition of the relevant kinematics connections, in the formulation on the their basis of the physical models and at last in build-up of a Lagrangian and relevant boundary-value problems. The models of physical fields and models of continuous three-dimensional mediums are investigated in parallel at build-up of models. Simultaneously with continuous mediums, models of mediums with a continuous field of the defects having a different nature (defects

of the displacements, rotational displacements, change of volume, lapse rates of change of volume) briefly are considered.
The attempt is made to establish analogies between the three-dimensional models and Minkowski space models.

The authors do not consider themselves as experts in the scientific field of the physical field theory, and can not show the claims on completeness of the description and formulations of the Minkowski space models, on severity of offered interpretations. Being sure in formal mathematical and mechanical correctness of the models under consideration, the authors understand that the physical treatment of obtained models remains for physics scientists.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лурье С.А., Белов П.А., Орлов А.П. Модели сплошных сред с обобщенной кинематикой. Свойства и некоторые приложения.//Механика композиционных материалов и конструкций, 1996, Т.2, N2, С.84-104.
2. Образцов И.Ф., Лурье С.А. Белов П.А. Об обобщенных разложениях в прикладной теории упругости и их приложения к конструкциям из композитов.// Механика композиционных материалов и конструкций. 1997, № 3, С. 62-79.
3. Седов Л.И Об основных принципах механики сплошной среды. М.: МГУ, 1961.
4. Белов П.А., Лурье С.А., Модели деформирования твердых тел и их аналоги в теории поля.// Механика твердого тела Изв. РАН, 1998, № 3, С.157-166.
5. Образцов И.Ф., Лурье, С.А., Яновский Ю.Г., Белов П.А. О некоторых классах моделей тонких структур// Изв. Вузов. Северо-Кавказский регион, Естеств. науки (к 80-ю академика И.И. Воровича). Ростов-на-Дону, 2000, № 3 С.110-118.
6. Лурье С.А., Белов П.А., Яновский Ю.Г. О моделировании когезионных взаимодействий в сплошных средах// Современные проблемы механики гетерогенных сред. Сб. трудов Института прикладной механики РАН к 10-ю его основания, С.48-68
7. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов (под ред акад. В.Е. Панина) Т.1, Новосибирск, Наука. 1995.
8. Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М.: Мир., 1987.
9. Truesdell C. A First Course in Rational Continuum Mechanics. Academic Press, New York. 1977.
10. Cosserat E., Cosserat F. Theorie des Corps Deformables.-Paris: Hermann, 1909
11. Лурье, С.А., Белов П.А. и Криволуцкая И.И. Об одной модели когезионных взаимодействий в сплошных средах// Конструкции из композиционных материалов N 2, 2000, М.: ВИМИ.
12. Лурье С.А., Юсефи Шахрам Об определении эффективных характеристик неоднородных материалов//Механика композиционных материалов и конструкций. - 1997. Т.3. № 4. С.76-92.
13. Lurie S.A., Belov P.A. On the theory of the Thin films and Cohesion Field// Proceedings GAMM-Annual Meeting 2000, 2-7 April 2000

14. Barenblatt G.I. Mathematical Theory of Equilibrium Cracks in Brittle Fracture. Advances in Applied Mechanics, v. VII, Academic Press, 1962.
15. Hardwick D.A. Механические свойства тонких пленок// Обзор. Thin solid films, 1-2, 1987.
16. Gleiter H/ Nanostructured Materials: basic concepts and microstructure// ActaMaterialia, 2000, M.48, 1, P. 1-29
17. Александров В.М., Сметанин Б.И., Соболь Б.В., Тонкие концентраторы напряжений в упругих телах, Москва.: Наука, 1993.
18. Морозов Н.Ф., Паукшто М.В., Дискретные и гибридные модели механики разрушения. Санкт-Петербург, Изд. С.-Петербургского университета, 1995.
19. Васильев В.В. Напряженное состояние твердых тел и некоторые геометрические эффекты //Механика твердого тела, N5, 1989, С.30-34.
20. Эйнштейн А. К общей теории относительности // Собрание научных трудов, Т. 2, Наука, 1966.
21. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6, М.: , Мир, 1977.
22. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц.-М.: Наука, 1984.
23. Боголюбов Н.Н.,Ширков Д.В. Введение в теорию квантовых полей: М.: Наука, 1976.
24. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В. Космология ранней вселенной. Изд. Моск. Ун-та. 1988.
25. Васильев В.В., Лурье С.А. Метод однородных решений и биортогональные разложения в плоской задаче теории упругости для ортотропного тела.//Прикладная математика и механика, 1996, Т.60. вып. 1, С.111-119.
26. Лурье С.А. Обощенный метод однородных решений в прикладных задачах теории плит и оболочек с оператором разрешающего уравнения порядка 2n.// Механика композиционных материалов и конструкций. *РАН* ,1996, Т.2, N 3, С. 58-70.
27. Лурье С.А. О методе решения краевых задач математической физики для уравнений порядка 2n с постоянными коэффициентами, n- кратная полнота обобщенных собственных функций//Механика композиционных материалов и конструкций. 1996, Т.2, N 3, С. 110-125.

СОДЕРЖАНИЕ

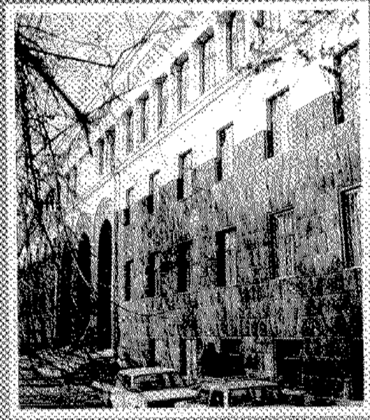
С.А. Лурье, П.А. Белов

Математические модели механики
сплошной среды и физических полей

Корректура авторов

Издательская лицензия ЛР №021287 от 12 мая 1998 г.
Подписано в печать 28.12.2000
Формат бумаги 60х84 1/16
Уч.-изд.л. 7,4. Усл.-печ.л. 9,6
Тираж 120 экз. Заказ 31

Отпечатано на ротапринтах в ВЦ РАН
117333, Москва, ул. Вавилова,40



Вычислительный центр РАН
117967, Москва, ул.Вавилова, 40