сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-88-483 е

М.Н.Тентюков

ОБЩЕКОВАРИАНТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПСЕВДОТЕНЗОРА ЛАНДАУ - ЛИФШИЦА

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Для определения энергии гравитационного поля был предложен ряд псевдотензорных объектов. С помощью фоновой связности удается найти их тензорные представления. Для псевдотензора Папапетру это было сделано в работе [1], а для псевдотензора Эйнштейна - в работах [2-4]. Здесь эта задача решается для псевдотензора, предложенного Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшицем и, независимо, В.А.Фоком.

Псевдотензор Ландау - Лифшица и Фока /ЛЛФ/ с точностью до константы совпадает с тензорной плотностью V^{ab}, которая определяется из разложения тензора Эйнштейна

$$G^{ab} = R^{ab} - \frac{1}{2} R g^{ab} \qquad /1/$$

в сумму

$$-gG^{ab} = \frac{1}{2}(V^{ab} + \partial_n \partial_m U^{ambn}) \qquad /2/$$

где $g = \det(g_{ab})$,

$$U^{ambn} = -g(g^{ab} g^{mn} - g^{an} g^{mb}). \qquad /3/$$

Как показал Синг [6], псевдотензор V^{ab} можно записать в виде

$$V^{ab} = \Gamma^a_{km} \Gamma^b_{ln} U^{klmn} + A_{mn} U^{ambn} + B^a_{kmn} U^{bkmn} + B^b_{kmn} U^{akmn}, \qquad /4/$$

где

$$\Gamma^k_{mn} = \frac{1}{2} g^{ka}(\partial_m g_{an} + \partial_n g_{am} - \partial_a g_{mn}) -$$

- кристоффели для g_{mn};

$$A_{mn} = 2\Gamma_s \Gamma^s_{mn} - \Gamma^l_{mk} \Gamma^k_{ln} - \Gamma_m \Gamma_n; \qquad /5/$$

$$B^a_{kmn} = \Gamma^a_{km} \Gamma_n + \Gamma^s_{km} \Gamma^a_{sn}. \qquad /6/$$

Обозначим коэффициенты фоновой связности через $\breve{\Gamma}^k_{mn}$. В случае примитивной связности [3], когда тензор кручения

$$\breve{S}^k_{mn} = \breve{\Gamma}^k_{mn} - \breve{\Gamma}^k_{nm}$$

и тензор кривизны

$$\breve{R}^a_{kln} = \partial_k \breve{\Gamma}^a_{ln} - \partial_l \breve{\Gamma}^a_{kn} + \breve{\Gamma}^a_{ks} \breve{\Gamma}^s_{ln} - \breve{\Gamma}^a_{ls} \breve{\Gamma}^s_{kn}$$

равны нулю, задача о представлении V^{ab} в тензорном виде решена в работе [5]. Все дело сводится к замене в формулах /4/, /5/ и /6/ связности Γ^k_{mn} на тензор аффинной деформации

$$P^k_{mn} = \breve{\Gamma}^k_{mn} - \Gamma^k_{mn} \qquad /7/$$

и замене в формуле /2/ частных производных ∂_m на $\breve{\nabla}_m$ - ковариантные производные относительно фоновой связности.

Из /4/, /5/ и /6/ очевидно, что V^{ab} симметричен. Обозначим

$$f^{ab} = -\frac{c^4}{16\pi\gamma} \cdot \frac{1}{(-g)} V^{ab}, \qquad /8/$$

где c - скорость света, γ - постоянная Ньютона. В случае примитивной фоновой связности производные $\breve{\nabla}_m$ и $\breve{\nabla}_n$ коммутируют, и тензор /8/ удовлетворяет соотношению

$$\breve{\nabla}_a \left[\frac{16\pi\gamma}{c^4} \cdot \frac{(-g)}{\breve{\epsilon}^2}\left(\frac{c^4}{8\pi\gamma} G^{ab} + f^{ab}\right)\right] = \frac{1}{\breve{\epsilon}^2} \breve{\nabla}_a U^{ab} \equiv 0, \qquad /9/$$

где $\breve{\epsilon}$ - элемент объема фоновой связности. Если выполняются уравнения Эйнштейна

$$G^{ab} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T^{ab},$$

то тождество /9/ превращается в равенство

$$\breve{\nabla}_a \left[\frac{(-g)}{\breve{\epsilon}^2}(T^{ab} + f^{ab})\right] = 0.$$

Тензор $\theta^{ab} = \frac{(-g)}{\breve{\epsilon}^2}(T^{ab} + f^{ab})$ следует считать полным тензором энергии-импульса системы "гравитационное поле плюс материя". Если выбрать координатную карту, в которой $\breve{\Gamma}^k_{mn} = 0$, что возможно в случае примитивной связности, то тензор f^{ab} совпадет с псевдотензором ЛЛФ.

Для непримитивной фоновой связности подобное обобщение формул Синга перестает быть справедливым. Возникает вопрос, как в этом случае определить тензор, соответствующий псевдотензору ЛЛФ.

В данной работе ограничимся случаем $\breve{S}^k_{mn} = 0$. Пусть в общем случае

$$\bar{V}^{ab} = 2(-g) G^{ab} - U^{ab}, \qquad /10/$$

где $U^{ab} = \breve{\nabla}_n \breve{\nabla}_m U^{ambn}$.

Если фоновая связность непримитивна, то $\bar{V}^{ab}$ не обладает симметрией по верхним индексам. Конечно, можно просто симметризовать $\bar{V}^{ab}$. В самом деле, тензорная плотность

$$\bar{V}^{(ab)} = \frac{1}{2}(\bar{V}^{ab} + \bar{V}^{ba}) \qquad /11/$$

симметрична и совпадает с V^{ab}, определенной формулой /4/, если фоновая связность примитивна. Если же $\breve{R}^k_{lmn} \neq 0$, то, как будет показано ниже, в выражение для $\bar{V}^{(ab)}$ войдет тензор кривизны фоновой связности.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Итак, считаем, что фоновая связность симметрична. Аналогом разбиения /2/ в случае непримитивной фоновой связности будет выражение

$$-\sqrt{-g}\,\Psi^{mk} = U^{mk} - K^{mk} + \tau^{mk},$$

где

$$\Psi^{mk} = \sqrt{-g}\, g^{ma} g^{kb} (\breve{R}_{ab} + \breve{R}_{ba} - \breve{R}_{ij} g^{ij} g_{ab} - 2G_{ab});$$

$\breve{R}_{ab} = \breve{R}^k_{kab}$ - тензор Риччи;

$$K^{mk} = \sqrt{-g}\, g^{ma} \breve{\nabla}_j \breve{\nabla}_s [\sqrt{-g}(g^{kj} \delta^s_a - g^{ks} \delta^j_a)];$$

$$\tau^{mk} = \sqrt{-g}\, g^{ma} t^k_a - \frac{1}{\sqrt{-g}} g_{ta} (\breve{\nabla}_s U^{tskj}) \breve{\nabla}_j (\sqrt{-g}\, g^{am}). \qquad /12/$$

$$t^k_a = \sqrt{-g}(P^k_{mn} - P^s_{ms} \delta^k_n)(\breve{\nabla}_a - P^s_{as}) g^{mn} -$$

$$- \sqrt{-g}\, g^{mn} (P^i_{mb} P^b_{in} - P^i_{si} P^s_{mn})\, \delta^k_a$$

- канонический тензор энергии-импульса, следующий из лагранжиана

$$L = \sqrt{-g}\, g^{mn} (P^a_{mb} P^b_{an} - P^a_{sa} P^s_{mn}). \qquad /13/$$

В случае примитивной фоновой связности выражение для t^k_a при $\check{\Gamma}^k_{mn} = 0$ совпадает с псевдотензором Эйнштейна [8]. Ψ^{mk} - не что иное, как вариационная производная по g_{mk} от действия, определенного лагранжианом /13/. Если фоновая связность примитивна, имеем

$$\Psi^{mk} = -2\sqrt{-g}\,G^{mk}; \quad K^{mk} = 0; \quad \tau^{mk} = V^{mk}.$$

Величина τ^{mk} представляет собой тензорную плотность веса + 2. Она симметрична по k и m и не содержит вторых производных от g_{mn}, а также не содержит $\check{R}^a_{kmn}$. Когда фоновая связность примитивна, тензор

$$h^{km} = -\frac{c^4}{16\pi\gamma} \cdot \frac{1}{(-g)}\, \tau^{km},$$

при $\check{\Gamma}^k_{mn} = 0$ совпадает с псевдотензором ЛЛФ.

3. ВАРИАЦИОННЫЙ МЕТОД И СУПЕРПОТЕНЦИАЛ

Рассмотрим лагранжиан общего вида

$$L = L(g_{mn};\ \partial_k g_{mn};\ \check{\Gamma}^k_{mn}). \qquad /14/$$

Для действия

$$S = \int L\, dx^1 dx^2 dx^3 dx^4 \qquad /15/$$

определим следующие величины:

$$t^k_a = \frac{\partial L}{\partial g_{mn,k}} \check{\nabla}_a g_{mn} - L\,\delta^k_a; \qquad /16/$$

$$\sigma^{jk}_a = \frac{\partial L}{\partial g_{mn,j}} (g_{ma}\delta^k_n + g_{an}\delta^k_m); \qquad /17/$$

$$\frac{1}{2}\Psi^{mn} = \frac{\delta S}{\delta g_{mn}}, \qquad /18/$$

$$\Theta^{mn}_k = \frac{\delta S}{\delta \check{\Gamma}^k_{mn}}, \qquad /19/$$

где

$$\frac{\delta S}{\delta g_{mn}} = \frac{\partial L}{\partial g_{mn}} - \partial_j \frac{\partial L}{\partial g_{mn,j}}; \quad \frac{\delta S}{\delta \check{\Gamma}^k_{mn}} = \frac{\partial L}{\partial \check{\Gamma}^k_{mn}} -$$

- обычные эйлеровы производные, запятая перед индексом означает частную производную.

$\frac{1}{\sqrt{-g}} t^k_a$ имеет смысл канонического тензора энергии-импульса; величина $\frac{1}{\sqrt{-g}}\Theta^{mn}_k$ впервые была введена в работе [1] и названа там тензором праэнергии гравитационного поля. Требуя инвариантности действия /15/ при произвольных инфинитезимальных преобразованиях координат, нетрудно доказать ряд тождеств [9]. В частности,

$$\sigma^{pk}_m = -\Theta^{pk}_m + g^{pa} g_{lm} \Theta^{lk}_a - g^{ka} g_{lm} \Theta^{lp}_a; \qquad /20/$$

$$t^k_a + \check{\nabla}_j \sigma^{jk}_a + \Psi^{km} g_{ma} = 0. \qquad /21/$$

Выбирая лагранжиан в виде /13/, находим

$$\Psi^{mk} = \sqrt{-g}\, g^{ma} g^{kb} (\check{R}_{ab} + \check{R}_{ba} - \check{R}_{ij} g^{ij} g_{ab} - 2G_{ab}); \qquad /22/$$

$$\Theta^{pk}_m = \check{\nabla}_s [\sqrt{-g}(g^{k[p}\delta^{s]}_m + g^{p[k}\delta^{s]}_m)]. \qquad /23/$$

Из /20/ и /23/ следует, что

$$\sigma^{pk}_m = \frac{g_{am}}{\sqrt{-g}} \check{\nabla}_s U^{sapk} - 2\check{\nabla}_s(\sqrt{-g}\, g^{k[p}\delta^{s]}_m). \qquad /24/$$

Подставляя /24/ в /21/, получаем

$$-(t^k_m + \Psi^{ka} g_{am}) = \check{\nabla}_p\Big(\frac{g_{am}}{\sqrt{-g}} \check{\nabla}_s U^{sapk}\Big) - 2\check{\nabla}_p \check{\nabla}_s(\sqrt{-g}\, g^{k[p}\delta^{s]}_m). \qquad /25/$$

Если $\check{R}_{mn} = 0$, то, согласно /22/,

$$-\frac{1}{2\sqrt{-g}}\Psi^{mk} = G^{mk}.$$

Пусть $\check{R}^{a}_{k1n} = 0$. Тогда /25/ примет вид

$$-\sqrt{-g}\left(\frac{1}{\sqrt{-g}}t^{k}_{m} - 2G^{k}_{m}\right) = \check{\nabla}_{p}\left(\frac{g_{am}}{\sqrt{-g}}\check{\nabla}_{s}U^{sapk}\right).$$

Следовательно, если связность примитивна, то в координатной карте, для которой $\check{\Gamma}^{k}_{mn} = 0$, имеем

$$\sqrt{-g}\left(\frac{1}{\sqrt{-g}}t^{k}_{m} - 2G^{k}_{m}\right) = \partial_{p}\left\{\frac{g_{am}}{\sqrt{-g}}\partial_{s}\left[(-g)(g^{pa}g^{ks} - g^{sp}g^{ka})\right]\right\}.$$

Справа стоит производная известного суперпотенциала Эйнштейна. Таким образом, /25/ является ковариантным обобщением разбиения тензора G^{k}_{m}, обычно используемого в псевдотензорном подходе для определения псевдотензора Эйнштейна.

4. ПСЕВДОТЕНЗОР ЛЛФ

Теперь становится ясно, что для ковариантного обобщения /2/ следует воспользоваться формулой /21/. Поднимая нижний индекс в /21/ с помощью $\sqrt{-g}\,g^{am}$, получаем

$$\sqrt{-g}\,t^{km}_{\cdot} + \sqrt{-g}\,\Psi^{km} + \check{\nabla}_{j}(\sigma^{jk}_{a}\sqrt{-g}\,g^{ma}) - \sigma^{jk}_{a}\check{\nabla}_{j}(\sqrt{-g}\,g^{ma}) = 0. \tag{26}$$

Выражение /26/ с учетом /24/ после ряда тождественных преобразований приводится к виду

$$\sqrt{-g}\,\Psi^{mk} + U^{mk} - K^{mk} + \tau^{mk} = 0, \tag{27}$$

где

$$\tau^{mk} = \sqrt{-g}\,t^{m}_{a}g^{ak} - \frac{g_{at}}{\sqrt{-g}}(\check{\nabla}_{s}U^{stpm})\,\check{\nabla}_{p}(\sqrt{-g}\,g^{ka}); \tag{28}$$

$$K^{mk} = \sqrt{-g}\,g^{am}\check{\nabla}_{p}\check{\nabla}_{s}(2\sqrt{-g}\,g^{k[p}\delta^{s]}_{a}). \tag{29}$$

Сравнивая /27/ с /25/, заключаем, что формула /27/ может быть принята в качестве искомого ковариантного обобщения /2/. В самом деле, если $\check{R}^{a}_{kmn} = 0$, то, как видно из /29/, /27/, /22/ и /2/, $K^{mk} = 0$, $\tau^{mk} = V^{mk}$. Докажем, что $\tau^{km} = \tau^{mk}$.

Из /20/ следует, что выражение $\check{\nabla}_{j}(\sigma^{jk}_{a}\sqrt{-g}\,g^{ma})$ симметрично по k и m; $\Psi^{km} = \Psi^{mk}$ по определению. Учитывая /26/, заключаем отсюда, что величина

$$W^{mk} = \sqrt{-g}\,g^{ma}t^{k}_{a} - \sigma^{jk}_{a}\check{\nabla}_{j}(\sqrt{-g}\,g^{ma})$$

симметрична по верхним индексам. Далее нетрудно видеть, что

$$W^{mk} - \tau^{mk} = 2\check{\nabla}_{j}(\sqrt{-g}\,g^{ma})\,\check{\nabla}_{s}(\sqrt{-g}\,g^{k[j}\delta^{s]}_{a}).$$

Распишем выражение, стоящее справа. Имеем

$$2\check{\nabla}_{j}(\sqrt{-g}\,g^{ma})\,\check{\nabla}_{s}(\sqrt{-g}\,g^{k[j}\delta^{s]}_{a}) = \check{\nabla}_{j}(\sqrt{-g}\,g^{ma})\,\check{\nabla}_{a}(\sqrt{-g}\,g^{kj}) - \check{\nabla}_{a}(\sqrt{-g}\,g^{ma})\,\check{\nabla}_{s}(\sqrt{-g}\,g^{ks}).$$

Симметрия по k и m очевидна. Следовательно, $\tau^{km} = \tau^{mk}$.

Теперь найдем $U^{[mk]} = \frac{1}{2}\check{\nabla}_{p}\check{\nabla}_{s}(U^{mskp} - U^{ksmp})$. Сначала непосредственной проверкой можно убедиться в том, что $U^{mskp} - U^{ksmp} = U^{psmk}$. Это позволяет записать $U^{[mk]}$ в виде

$$U^{[mk]} = \frac{1}{2}\check{\nabla}_{p}\check{\nabla}_{s}\left[(\sqrt{-g}\,g^{pm})(\sqrt{-g}\,g^{sk}) - (\sqrt{-g}\,g^{pk})(\sqrt{-g}\,g^{sm})\right].$$

Дважды применяя формулу дифференцирования произведения, находим отсюда, что

$$U^{[mk]} = K^{[mk]}. \tag{30}$$

Как видно из /29/, входящие в K^{mk} вторые производные от g_{mn} могут быть выражены через коммутатор, а коммутатор – через тензор кривизны фоновой связности. Вычисления дают

$$K^{mk} = (-g)\,g^{ma}(\check{R}^{k}_{sap}\,g^{sp} + \check{R}_{pa}\,g^{kp}). \tag{31}$$

Вернемся к формуле /27/. Запишем ее в виде

$$\sqrt{-g}\,\Psi^{mk} + U^{(mk)} + U^{[mk]} - K^{(mk)} - K^{[mk]} + \tau^{mk} = 0.$$

Учитывая /31/, /30/ и /22/, получаем

$$2(-g)G^{mk} = U^{(mk)} + \tau^{mk} + (-g)(g^{ka} g^{mb} \check{R}_{(ab)} -$$

$$- g^{ps} g^{a(m} \check{R}^{k)}_{sap} - g^{km} g^{ab} \check{R}_{ab}).$$

Вспоминая /10/, находим

$$\bar{V}^{(mk)} = \tau^{mk} + (-g)(g^{ka} g^{mb} \check{R}_{(ab)} - g^{ps} g^{a(m} \check{R}^{k)}_{sap} - g^{km} g^{ab} \check{R}_{ab}),$$

то есть $\bar{V}^{(mk)}$ содержит тензор кривизны фоновой связности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видим, для ковариантного обобщения псевдотензора ЛЛФ на случай пространства с непримитивной фоновой связностью имеется ряд возможностей. Однако, если потребовать, чтобы обобщенный тензор ЛЛФ был симметричным и не содержал членов с тензором кривизны фоновой связности, выражение для него определяется однозначно. Обращает на себя внимание также аналогия между формулами /25/ и /27/. Все это говорит в пользу выбора в качестве общековариантного обобщения псевдотензора ЛЛФ величины

$$h^{km} = -\frac{c^4}{16\pi\gamma} \cdot \frac{1}{(-g)} \tau^{km},$$

где τ^{km} определяется выражением /12/.

Автор выражает глубокую благодарность проф. Н.А.Черникову за ряд стимулирующих замечаний и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черников Н.А. Сообщения ОИЯИ Р2-87-683, Дубна, 1987.
2. Черников Н.А. Препринт ОИЯИ Р2-88-27, Дубна, 1988.
3. Черников Н.А. - В кн.: Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. Вып. 17, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.24.
4. Черников Н.А. Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. ОИЯИ, Д2-87-798, Дубна, 1987, с.54.
5. Черников Н.А. - ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.1000.

6. Синг Дж. Общая теория относительности: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр.лит., 1963.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973,с.358.
8. Эйнштейн А., Громмер Я. - В кн.: Эйнштейн А., собр. науч. трудов, т.2, М.: Наука, 1966, с.198.
9. Тентюков М.Н. Сообщения ОИЯИ Р2-88-182, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июля 1988 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Тентюков М.Н. Р2-88-483

Общековариантное представление псевдотензора Ландау – Лифшица

На четырехмерном пространстве аффинной связности без кручения рассматривается симметричное тензорное поле второго ранга, описывающее гравитацию. С помощью вариацонного метода определяется выражение, соответствующее суперпотенциалу Эйнштейна, который обычно используется в псевдотензорном подходе к проблеме энергии-импульса. По аналогии с этим выражением вводится обобщенный суперпотенциал Ландау – Лифшица и определяется тензор, соответствующий псевдотензору Ландау – Лифшица.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод автора

Tentyukov M.N. P2-88-483

The Generally Covariant Representation of the Landau and Lifshitz Pseudotensor

The symmetrical second order tensor field describing the gravitation is considered on the four-dimensional affinely connected space without torsion. The expression corresponding to the Einstein superpotential usually used in the pseudotensor approach to the energy-momentum problem is defined by the variational method. The generalized Landau and Lifshitz superpotential is introduced by analogy with this expression. Then the tensor corresponding to the Landau and Lifshitz pseudotensor is defined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзиого совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.