

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

548.0:536/538(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(24 сентября 1975 г.)

24 сентября 1975 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. И. Ф. Щеголев. Электронные свойства квазиодномерных металлических систем в комплексах TCNQ.
2. Л. Н. Булаевский. Пайерлсовский переход в квазиодномерных кристаллах.

Ниже публикуется краткое содержание второго доклада.

548.0:536/538(048)

**Л. Н. Булаевский.** Пайерлсовский переход в квазиодномерных кристаллах. Сейчас известно уже довольно много соединений с достаточно большой проводимостью при комнатной температуре ( $100 \text{ см}^{-1}\text{см}^{-1}$  и выше) и сильной анизотропией одномерного типа (анизотропией проводимости порядка 100 и больше). К таким кристаллам относятся комплексы переходных металлов группы платины смешанной валентности (например,  $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$  сокращенно КСР), соли TCNQ и кристаллы из полимеров  $(\text{SN})_x$ . Но все соединения этого типа, кроме  $(\text{SN})_x$ , становятся диэлектриками при низких температурах. Экспериментально установлено, что в кристаллах КСР и TTF — TCNQ переход металл — диэлектрик обусловлен пайерлсовской неустойчивостью, присущей системам с одномерным или почти одномерным движением электронов проводимости.

Одномерная металлическая система при достаточно слабом кулоновском взаимодействии электронов неустойчива относительно искажения решетки с периодом  $1/2k_F$ , где  $k_F$  фермиевский импульс электронов. Такое искажение в рамках модели самосогласованного поля появляется ниже температуры пайерлсовской неустойчивости  $T_p$ , и оно приводит к расщеплению зоны проводимости на полностью заполненные и пустые подзоны с энергетической щелью между ними. При приближении температуры  $T$  к  $T_p$  сверху в спектре фононов появляется провал при квазиимпульсе  $2k_F$  (гигантская коновская аномалия), частота таких фононов в самой точке  $T_p$  обращается в нуль, а ниже  $T_p$  возникают пайерлсовские искажения как результат конденсации фононов с импульсом  $2k_F$ .

Учет флуктуаций, существенных для одномерной системы, а также учет взаимодействия искажений разных цепочек в кристалле приводит к модификации этой простейшей картины пайерлсовского перехода в том случае, если взаимодействие цепочек достаточно мало. В такой ситуации вблизи температуры  $T_p$  внутри цепочек появляются большие области с пайерлсовскими искажениями, но дальний порядок во всей цепочке и корреляции между цепочками отсутствуют. При температуре около  $T_p/4$  практически устанавливается дальний порядок вдоль цепочки и появляются корреляции смещений в разных цепочках.

Экспериментальные данные однозначно указывают, что в КСР реализуется именно такая картина пайерлсовского перехода. При температурах выше  $120^\circ \text{ K}$  в КСР по рассеянию рентгеновских лучей и нейтронов установлено существование корреляций смещений ионов вдоль цепочек, соответствующих утроению исходного периода, и ниже  $120^\circ \text{ K}$  появляются корреляции смещений между цепочками. Существование гигантской коновской аномалии в фононном спектре КСР также подтверждено в экспе-

риментах по неупругому рассеянию нейтронов при комнатной температуре. В ТТФ—ТСНҚ далекие корреляции смещений молекул внутри цепочек есть в области от 60 до 40° К (они соответствуют сверхструктуре с периодом 3,7 периода исходной решетки) и ниже 40° К появляются корреляции смещений разных цепочек.

Расчеты в рамках самосогласованного поля показывают, что в состоянии пайерлсовского диэлектрика есть коллективная мода, соответствующая колебаниям смещений ионов и электронов относительно ионов (фрелиховская коллективная мода). Эта мода оптически активна, и частота ее тем меньше, чем больше несоизмеримость периодов сверхрешетки и исходной решетки. Фрелиховская коллективная мода проявляется в существовании резкого пика в поглощении на низкой частоте ( $\approx 0,002$  эв) при температурах ниже 120° К в КСР. Она же приводит к большому значению диэлектрической постоянной КСР ( $\approx 1000$ ) при низких температурах.

В ряде работ утверждается также, что фрелиховская коллективная мода выше  $T_p$  (во флуктуационном режиме) дает дополнительный вклад в проводимость на постоянном токе, причем этот вклад растет с приближением температуры к  $T_p$ . Однако есть также и работы, в которых существование этого эффекта ставится под сомнение.

Экспериментально проводимость в КСР монотонно падает с понижением температуры, но в ТТФ — ТСНҚ есть пик в проводимости около температуры 60° К. Для некоторых кристаллов, полученных в Пенсильванском университете в группе Хигера, проводимость в пике превышает  $10^5$  ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>, и для объяснения столь высокой проводимости привлекаются соображения, связанные с фрелиховской коллективной модой. В кристаллах других лабораторий мира проводимость в пике не превышает  $2 \cdot 10^4$  ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>, и для объяснения пика достаточно представлений об одноэлектронном механизме проводимости. Таким образом, вопрос о величине пика в проводимости ТТФ — ТСНҚ и его интерпретации остается пока нерешенным.

Как правило, пайерлсовская неустойчивость мешает реализации сверхпроводящего состояния в системах квазиодномерного типа. Поэтому сверхпроводимость может быть получена лишь в системах с достаточно сильными взаимодействиями цепочек, подавляющими пайерлсовскую неустойчивость. Кристаллы (SN)<sub>x</sub> относятся как раз к таким системам — они обладают наименьшей анизотропией электронных свойств среди кристаллов квазиодномерного типа. По-видимому, органический «металл» и сверхпроводник удастся синтезировать лишь в том случае, если будут найдены пути уменьшения анизотропии электронных свойств хорошо проводящих органических кристаллов.

Материалы доклада опубликованы в УФН 115, 263 (1975).

#### ЛИТЕРАТУРА

- I. F. Shchegolev, Phys. Stat. Sol. **a12**, 9 (1972).  
 H. R. Zeller, in: Festkörperprobleme, Bd. 13, Braunschweig, Vieweg-Verlag, 1973, S. 31.  
 W. Gläser, *ibid.*, Bd. 14, 1974, S. 205.  
 F. Denoyer, F. Comes, A. F. Garito, A. J. Heeger, Phys. Rev. Lett, **35**, 445 (1975).  
 M. J. Rice, Sol. State Comm. **216**, 1285 (1975).

53(048)

### НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(29 октября 1975 г.)

29 октября 1975 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. С. И. Сыроватский. Токовые слои и вспышечные процессы в лабораторной и космической плазме.
2. И. С. Шапиро. Связанные и резонансные состояния системы нуклон-антинуклон.

Ниже публикуется краткое содержание докладов.

[523,75+533,9](048)

**С. И. Сыроватский.** Токовые слои и вспышечные процессы в лабораторной и космической плазме. Около десяти лет назад в связи с проблемой происхождения космических лучей в теоретическом отделе ФИАН были начаты исследования механизма ускорения частиц при солнечных вспышках.

Эта работа привела к концепции вспышки как процесса возникновения импульсного электрического поля при быстром разрушении (разрыве) токового слоя в плазме. Такой процесс достаточно универсален: он наблюдается также в высокоточных лабораторных разрядах, в магнитосфере Земли и, весьма вероятно, в удаленных источниках космических лучей и нетеплового излучения.

Механизм процесса поясняет следующая схема (рис. 1). Пусть в момент  $t = 0$  удален тонкий слой плазмы с током, разделявший противоположно направленные магнитные поля  $B_0$  и  $-B_0$ . В обе стороны от слоя побегут электромагнитные волны (импульсы), превращающие исходное магнитное поле в однородное электрическое  $E(x, t) = B_0 \theta(c^2 t^2 - x^2)$ ,  $\theta(x)$  — ступенчатая функция. В присутствии плазмы с концентрацией  $n$  такой будет только начальная стадия: спустя время

$$t_0 \approx \frac{1}{\omega_0} \sqrt{1 + \frac{\omega_B^2}{\omega_0^2}}$$

поле  $E$  создаст новый ток в плазме, достаточный для скинирования скачка магнитного поля ( $\omega_0$  и  $\omega_B$  — ленгмюровская и gyro-частоты). За это время частицы в центре нового слоя приобретают импульс

$$p \approx mc \frac{\omega_B}{\omega_0} \sqrt{1 + \frac{\omega_B}{\omega_0}}$$

При  $\omega_B^2 / \omega_0^2 = B^2 / 4\pi n m c^2 \gg 1$  электроны (масса  $m$ ) станут ультррелятивистскими. Задача строго решается в пределах  $(\omega_B / \omega_0)^2 \ll 1$  и  $\gg 1$  и служит одним из немногих примеров точного учета реакции излучения<sup>1-4</sup>.

В реальных приложениях возникают два основных вопроса: 1) Как создать токовый слой в плазме с достаточно большим значением  $\omega_B^2 / \omega_0^2$ ? 2) Как быстро устранить слой?

Сейчас имеется достаточно полный ответ на первый вопрос. Возникновение плазменных токовых слоев на нулевых линиях магнитного поля изучено теоретически<sup>3, 5, 6</sup>, рассчитано на ЭВМ<sup>7</sup> и осуществлено в лабораторном эксперименте<sup>8-10</sup>. Токовые слои в плазме во многом сходны с ударными волнами в обычной газодинамике: в первом приближении их можно рассматривать как скачки (переходные между вращательным разрывом, медленной ударной МГД-волной и тангенциальным разрывом); они возникают из-за нелинейности и ведут к уменьшению масштабов до таких, в которых включается диссипация. Однако сильное магнитное поле и возможность бесстолкновительных режимов ведут к новым физическим эффектам. Именно, токовый слой представляет собой метастабильную конфигурацию с большим избытком магнитной энергии. Разрушение (разрыв) слоя сопровождается переходом этой энергии (см. выше) в энергию направленного движения ускоренных частиц («динамическая диссипация»).

Механизм разрыва слоя еще мало изучен. Наиболее вероятно следующая картина. Слой имеет сложную внутреннюю структуру, в частности, области низкой плотности (истончения; рис. 2). В таких областях токовая скорость электронов может достигать критической (порядка тепловой скорости), при которой плазма быстро (за времена много меньшие гидродинамических) переходит в турбулентный режим с низкой проводимостью. Этому процессу может способствовать срыв стационарного режима, когда лучистое охлаждение слоя не может сбалансировать джоулев нагрев<sup>11</sup>. В этих местах магнитное поле быстро перестраивается и создает силы, «разрывающие» слой. Слой рвется с альцевовской скоростью  $V_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ , чему соответствует импульсное электрическое поле  $E = (V_A / C) B$ .

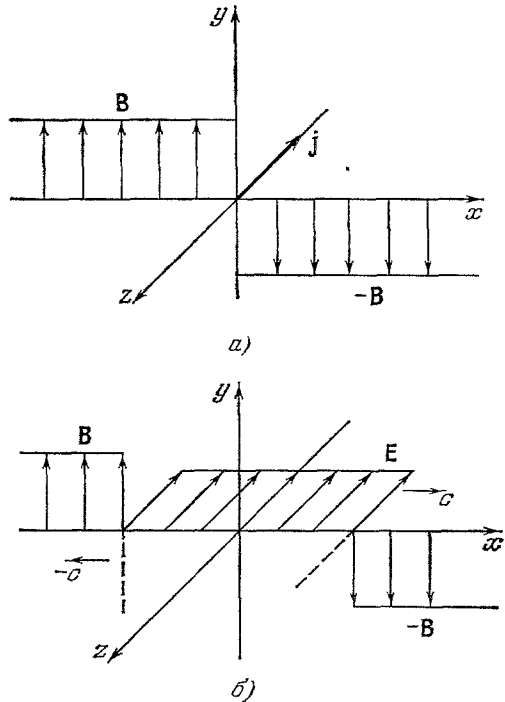


Рис. 1. При мгновенном устранении токового слоя, разделяющего противоположно направленные магнитные поля равной величины  $|B|$  (а), возникает электромагнитная волна (импульс), превращающая магнитное поле  $B$  в однородное электрическое поле  $E = [nB]$ , где  $n$  — направление пространства (б).

Параметры слоя перед мощной вспышкой в короне приведены в таблице. Заданы значения параметров  $h_0$ ,  $n_0$  и  $l$ , остальные величины определяются теорией <sup>11</sup>.

Выяснение роли токовых слоев позволяет более строго, чем это было возможно раньше, подойти к проблеме прогнозирования солнечных вспышек. Именно, необходимо сосредоточить усилия в следующих направлениях:

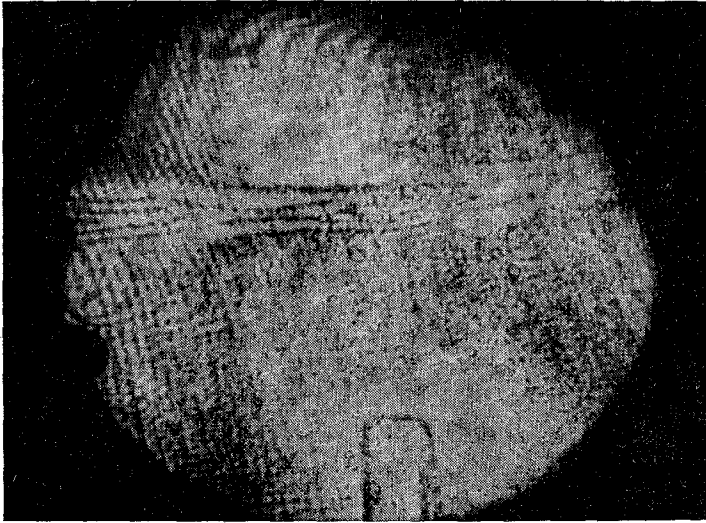


Рис. 2. Голографическая интерферограмма токового слоя (см. работу <sup>10</sup>), показывающая распределение плазмы в поперечном сечении слоя. Полосы соответствуют линиям равной электронной плотности плазмы. Виден токовый слой источника в нем по обе стороны от центрального плотного волокна.

1) поиск нулевых и предельных <sup>12</sup> линий магнитного поля по данным о компоненте  $B_{||}$  по лучу зрения. Для этого требуется а) специальная служба солнечных магнитных полей, б) новые методы получения и обработки магнитных карт, в) разработка

Параметры предвспышечного токового слоя в солнечной короне

Параметр	Значение
Исходная концентрация плазмы $n_0$	$5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$
Градиент внешнего магнитного поля в окрестности нулевой линии $h_0$	$5 \cdot 10^{-7} \text{ гс/см}$
Длина слоя $l$	$10^{10} \text{ см}$
Температура слоя	$8 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$
Внешнее электрическое поле на нулевой линии	$4 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$
Ширина слоя	$7 \cdot 10^8 \text{ см}$
Толщина слоя	$10 \text{ см}$
Магнитное поле вблизи слоя	$340 \text{ гс}$
Полный ток в слое	$6 \cdot 10^{11} \text{ а}$
Концентрация в слое	$2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Связанная со слоем избыточная магнитная энергия	$10^{32} \text{ эрг}$
Мощность, стационарно выделяемая в слое током	$8 \cdot 10^{27} \text{ эрг/сек}$
Время формирования слоя (начальная фаза вспышки)	$3 \cdot 10^4 \text{ сек}$
Длительность разлета слоя (взрывной фазы вспышки)	$10^2 \text{ сек}$

и использование быстродействующих магнитографов с высоким угловым разрешением, в том числе вневатмосферных.

2) Поиск и слежение за токовыми слоями в хромосфере и короне, что возможно путем: а) наблюдений в радио-, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, б) наблюдений структуры хромосферы и короны в линиях оптического спектра, в) измерения полного вектора  $\mathbf{B}$  на фиксированном уровне, г) измерения компонент  $\mathbf{B}$  на разных уровнях в солнечной атмосфере.

3) Развитие теории и лабораторного эксперимента с целью установления количественных условий разрыва слоя и характера сопровождающих разрыв процессов.

Есть основания считать, что исследования в этих направлениях дадут важные результаты не только для проблемы солнечных вспышек, но и для многих других задач современной астрофизики и физики плазмы.

Материалы доклада опубликованы в 1-3, 5-12.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Сыроватский, Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 1303 (1967).
2. С. В. Буланов, С. И. Сыроватский, Тр. ФИАН СССР 74, 88 (1974).
3. С. И. Сыроватский, Изв. АН СССР, сер. физ. 39, 359 (1975).
4. С. В. Буланов, Изв. вузов, сер. «Радиофизика» 18, 1511 (1975).
5. С. И. Сыроватский, ЖЭТФ 60, 1727 (1974).
6. В. В. Сомов, С. И. Сыроватский, Тр. ФИАН СССР 74, 14 (1974).
7. Н. И. Герлах, С. И. Сыроватский, *ibid.*, стр. 73.
8. А. Г. Франк, *ibid.*, стр. 108.
9. С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, Письма ЖЭТФ 15, 138 (1972).
10. Г. В. Дрейден, А. Н. Зайдель, В. С. Марков, А. М. Мирзабеков, Г. В. Островская, Ю. И. Островский, Н. П. Токаревская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев и Е. Н. Шедова, *ibid.* 1, 141 (1975).
11. С. И. Сыроватский, Письма Астрон. ж. 2, 35 (1976).
12. С. И. Сыроватский, Вестн. АН СССР, № 3, 31 (1973).

539.171.12(048)

**И. С. Шапиро.** Связанные и резонансные состояния системы нуклон-антинуклон. Теоретически возможность существования сравнительно долгоживущих квазидерных состояний системы  $NN$  была показана в 1969—1970 гг. (Л. Н. Богданова, О. Д. Далькаров и др.; см. ссылки в обзорах 1-3). В дальнейшем этими же авторами были рассмотрены процессы образования систем  $N\bar{N}$  при взаимодействии антипротонов ( $\bar{p}$ ) с дейтерием, а так же электромагнитные переходы из состояний  $\bar{p}p$ -атома на уровни квазидерной системы  $N\bar{N}$  с испусканием жесткого (средняя энергия — порядка 100  $M\bar{e}v$ )  $\gamma$ -излучения дискретного спектра.

Начиная с 1971—1972 гг. стали появляться экспериментальные данные, указывающие на наличие квазидерных систем  $N\bar{N}$ . Эти данные можно разбить на три группы: наблюдения упомянутого выше жесткого  $\gamma$ -излучения, сопровождающего аннигиляцию  $N\bar{N}$  в пионы, аномалии в аннигиляции медленных  $\bar{p}$  в водороде и дейтерии ( $d$ ), прямое обнаружение тяжелых мезонов с массой около двухнуклонных, сильно связанных с каналом  $N\bar{N}$ , т. е. имеющих значительную (порядка 10% или больше) парциальную ширину распада (реального или виртуального в случае связанных состояний).

Цель настоящего доклада — краткий обзор современного состояния проблемы (преимущественно имеющихся опытных фактов). Оно может быть резюмировано следующим образом.

1.  $\gamma$ -излучение, сопровождающее аннигиляцию антипротонов. Такое излучение (со средней энергией  $\sim 100 M\bar{e}v$ ) при аннигиляции  $\bar{p}d$  обнаружено в экспериментах группы Т. Калоджеропулоса на ускорителе Брукхейвенской Национальной лаборатории (США). Интенсивность его оказалась очень высокой ( $0,73 \pm 0,08$ ) квантов на акт аннигиляции (теоретически вероятная интенсивность — в пределах от  $10^{-2}$  до  $2/3$ ). Этот результат пока не подтвержден. Данные о спектре  $\gamma$ -излучения, полученные с помощью пузырьковых камер, указывают на наличие дискретной структуры (с интенсивностью отдельных линий порядка 10% при ширине 10  $M\bar{e}v$ )<sup>4,5</sup>. Их статистическая обеспеченность не высока (около  $4,4 \cdot 10^3$  событий). С другой стороны, результаты эксперимента со сцинтилляционным спектрометром, отличающиеся большим числом зарегистрированных  $\gamma$ -квантов (порядка  $10^3$ ), в которых дискретных линий не видно (на уровне 3,3% для линий с естественной

шириной много меньше  $10 M\epsilon e$ , трудно интерпретируемы из-за недостаточной разрешающей способности прибора (не воспроизводящего, в частности, известный спектр  $\gamma$ -излучения от распада нейтральных пионов; см.<sup>5, 6</sup>). Эксперименты, находящиеся в настоящее время в стадии выполнения в разных лабораториях, позволят, вероятно, получить более определенные данные в ближайшем будущем.

2. Аномалии в аннигиляции медленных  $\bar{p}$ . Наблюдается весьма интенсивная аннигиляция из триплетных  $P$ -состояний  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}d$ -атомов (соответственно около 40 и 70% всех аннигиляций), а также отклонение от закона  $1/v$  для медленных  $\bar{p}$  (см.<sup>1-3, 5</sup>). Эти факты могут быть поняты в рамках схемы квазядерных состояний  $N\bar{N}$  и были бы трудно объяснимы, если бы таковых состояний не было.

3. Прямое обнаружение тяжелых «квазядерных» мезонов  $N\bar{N}$ . Резонансные состояния  $N\bar{N}$  проявляются в энергетическом ходе полных сечений взаимодействия  $\bar{p}p$  и  $\bar{p}d$ , а также в сечениях упругого рассеяния  $\bar{p}p$  на большие углы («назад»). Связанные состояния могут быть обнаружены в аннигиляции  $\bar{p}d \rightarrow X + p$  либо по спектру недостающей или эффективной массы  $X$ , либо по энергетическому спектру  $p$  (таким же путем могут исследоваться и достаточно узкие резонансные состояния  $N\bar{N}$ ). Этими способами разными экспериментальными группами (см.<sup>3, 5, 7</sup>) наблюдались связанные и резонансные состояния  $N\bar{N}$  со следующими массами и ширинами ( $m\epsilon e$ , ширина указана в скобках): 1794 (7), 1873 (10), 1900 (20), 1932 (9), 1940 (60), 2000 (200), 2150 (95), 2335 (110). Резонанс 2000, наблюдаемый в процессе  $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ , возможно совпадает с « $\hbar$ -мезоном», обнаруженным в канале  $2\pi^0$  в ИФВЭ и в канале  $K^+K^-$  в ЦЕРНе (см. ссылки в обзоре<sup>7</sup>). Если эта интерпретация правильна, то почти вся ширина « $\hbar$ -мезона» должна быть обусловлена упругим каналом. Квантовые числа наблюдавшихся квазядерных мезонов установлены пока не полностью: известны изоспины и  $G$ -четности, что же касается спина и  $P$ -четности, то имеющиеся данные не позволяют сделать однозначного выбора.

Теоретически ожидаемый спектр квазядерных состояний  $N\bar{N}$  насчитывает около 20 уровней (в отличие от системы  $NN$ , имеющей только одно состояние дискретного спектра — дейтрон).

Если дальнейшие исследования подтвердят наличие квазядерных состояний  $N\bar{N}$  и установят их энергетический спектр и квантовые характеристики, то это окажется важнейшим источником информации о ядерных силах, так как между двухчастичными взаимодействиями  $N\bar{N}$  и  $NN$  существует непосредственная связь (аналогичная связь между силами в системе электрон — электрон и электрон — позитрон). Можно сказать, что ядерная физика получила бы «свой атом водорода» — двухчастичную (или «почти двухчастичную») систему с богатым спектром состояний вместо имеющегося в ее распоряжении сейчас одноуровневого дейтрона. С другой стороны, образование квазядерных состояний  $N\bar{N}$  (а также  $Y\bar{N}$  или  $Y\bar{Y}$ , где  $\bar{Y}$  — гиперон) может оказаться существенным для объяснения ряда явлений взаимодействий частиц высоких энергий (см.<sup>8</sup>). Если это так, то ядерная физика «низких энергий» и физика элементарных частиц окажутся связанными в некоторых своих аспектах гораздо сильнее и непосредственнее, чем обычно представлялось раньше. В частности, одни и те же по своей физической природе ядерные силы должны объяснять как состояния легчайших ядер (дейтрон, тритий, гелий), так и спектр тяжелых мезонов (с массами в районе  $2 m\epsilon e$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шапиро, УФН 109, 431 (1973).
2. L. N. Bogdanova, O. D. Dalkarov, I. S. Shapiro, Ann. Phys. (N. Y.) 84, 261 (1974).
3. L. N. Bogdanova, O. D. Dalkarov, B. O. Kerbikov, I. S. Shapiro, Narrow  $N\bar{N}$  Resonances. Preprint of ITEP No. 27, Moscow, 1975.
4. T. E. Kalogeropoulos, A. Vayaki, G. Grammatikakis et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1635 (1974).
5. T. E. Kalogeropoulos, доклад на VI Международной конференции по физике высоких энергий и структура ядра. Санта-Фе, июнь 1975 г.
6. T. E. Kalogeropoulos, Phys. Rev. Lett. 35, 824 (1975).
7. V. French, Mesons -1975. Preprint CERN/D. Ph. 11/Phys. 75-38, August 1975.