

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(26 — 27 марта 1980 г.)**

26 и 27 марта 1980 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

26 марта

1. В. Б. Брагинский. Квантовые особенности гравитационных антенн.
2. И. М. Белоусова, Л. Ф. Витушкин, И. П. Иванов, Н. И. Колосницын, А. А. Помацкий, В. И. Синцов, В. П. Чеботарев. О постановке лазерно-интерферометрического гравитационно-волнового эксперимента.
3. Л. П. Грищук. Проблема реликтового гравитационного излучения.

27 марта

4. А. В. Тутуков, А. Г. Масевич. Эволюция массивных тесных двойных звезд.
5. Э. В. Эргма, А. Д. Кудряшов. Термоядерные вспышки на нейтронных звездах.

Ниже публикуется краткое содержание четырех докладов.

530.145 (048)

В. Б. Брагинский. Квантовые особенности гравитационных антенн. Разрабатываемые в 18 лабораториях разных стран наземные и спутниковые гравитационные антенны рассчитаны на обнаружение всплесков гравитационного излучения от астрофизических «катастроф», происходящих вне нашей Галактики. Наземные антенны рассчитаны на обнаружение всплесков в диапазоне частот $\omega_{\text{гр}} \approx 2\pi (1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^4)$ рад·с⁻¹, спутниковые — в диапазоне $\omega_{\text{гр}} \approx 2\pi (1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-3})$ рад·с⁻¹. Всплески гравитационного излучения удобно характеризовать безразмерной амплитудой возмущения метрики h , которая связана с тензором кривизны Римана: $R_{j0k0} = \frac{1}{2} \ddot{h}_{jk}^{\text{TT}}$. Как известно (см., например, ¹) разница ускорений F/m в поле гравитационной волны для двух пробных масс, удаленных на расстоянии l , приближенно равна $c^2 l_j R_{j0k0}$, а амплитуда смещения тех же масс, вызванная волной $\Delta l_j \approx (1/2) h_{jk}^{\text{TT}} l_k$, если массы свободные (т. е. не связаны жесткостью). Астрофизические предсказания (см., например, ^{2, 3}) для первого из двух диапазонов: вблизи Земли величина h может лежать в пределах $2 \cdot 10^{-19} - 1 \cdot 10^{-21}$, длительность всплеска $\tau_{\text{гр}} \approx 2\pi/\omega_{\text{гр}}$, частота появления таких всплесков: $1 \cdot \text{год}^{-1} \div 10 \cdot \text{год}^{-1}$. Во втором диапазоне ожидается, что величина h может достигать значений $1 \cdot 10^{-15} - 1 \cdot 10^{-20}$, $\tau_{\text{гр}} \approx 2\pi/\omega_{\text{гр}}$, при $h < 1 \cdot 10^{-17}$ частота следования всплесков может превышать $1/\tau_{\text{гр}}$. Наземные антенны создаются двух типов: «свободные» массы, удаленные на $l \approx 1 \cdot 10^5$ см вместе с лазерным многоходовым интерферометром типа Майкельсона и механические резонансные антенны веберовского типа (массивные цилиндры из металла или диэлектрика, $l \approx 1 \cdot 10^2$ см) с датчиком малых колебаний, основанных на использовании методов криогенной электроники (см., например, обзоры ^{4, 5}). Собственная частота колебаний «свободных» масс $\omega_{\text{м}} \ll \omega_{\text{гр}}$, резонансная частота колебаний цилиндров $\omega_{\text{м}} \approx \omega_{\text{гр}}$. «Отклик» свободных масс под воздействием всплеска гравитационной волны — изменение расстояний между ними $\Delta l \approx hl/2$, амплитуда колебаний механического резонатора изменяется примерно на такую же величину. В спутниковых

гравитационных антеннах (два спутника или Земля и спутник в качестве пробных масс) предполагается использование доплеровских методов измерения вариаций относительных скоростей, вызванных волной: если $l > c\tau_{\text{гр}}$, то $\Delta v/c \approx h$ (см. обзоры ^{4, 5}, а также ⁶). Малость величин h , которые необходимо обнаружить, а также возникшие (на первый взгляд технические) трудности при реализации разных программ вызвали серию работ, посвященных выяснению вопроса, каковы квантовые пределы чувствительности различных типов гравитационных антенн, если предположить что тепловые, сейсмические и т. п. шумы удалось устранить. Ниже приведены основные результаты этого анализа:

1. Для лазерных антенн со «свободными» массами наименьшая обнаружимая величина $h_{\text{мин}} \approx (1/l) \sqrt{\hbar \tau_{\text{гр}}/m}$, где h — постоянная Планка, а время регистрации предполагается равным $\tau_{\text{гр}}$. Если $\tau_{\text{гр}} = 10^{-3}$ с, $m = 10^5$ г, $l = 10^5$ см, то $h_{\text{мин}} \approx 1 \cdot 10^{-22}$ г-с.

2. Для резонансных механических антенн веберовского типа с непрерывной регистрацией координат $h_{\text{мин}} \approx (1/l) \sqrt{\hbar/m\omega_m}$. При таком режиме регистрации антенна все время находится в квантовом когерентном состоянии. При $m = 10^4$ г, $\omega_m = 4 \times 10^4$ рад-с⁻¹, $l = 1 \cdot 10^2$ см величина $h_{\text{мин}} \approx 1 \cdot 10^{-20}$. Однако если производить измерения, например, только одной из некомутирующих квадратурных компонент координаты (антенна находится в сверхкогерентном квантовом состоянии), то в принципе можно измерять сколь угодно малые величины h ¹⁰⁻¹³.

3. В спутниковых антеннах наименьшее обнаружимое $h \approx \Delta v/c$ должно, очевидно, превосходить относительную нестабильность частоты $\Delta\omega/\omega$ задающего автогенератора в доплеровской системе. Сейчас уже достигнут уровень нестабильности частоты СВЧ автогенератора $\Delta\omega/\omega \approx 3 \cdot 10^{-16}$ за время $10^2 - 10^3$ с ¹⁴. Существует специфический квантовый предел нестабильности частоты автогенераторов: $\Delta\omega/\omega = \sqrt{\hbar/YV\tau}$, где V — объем резонатора, Y — модуль Юнга, τ — время усреднения ^{15, 16}. Если $Y = 4 \cdot 10^{12}$ дн-см⁻², $V = 10^2$ см³ и $\tau = 10^2$ с, то $\Delta\omega/\omega \approx 1 \cdot 10^{-22}$. Следовательно, во-первых, существует весьма значительный резерв повышения стабильности частотных автогенераторов, и, во-вторых, нет принципиальных запретов достигнуть чувствительности соответствующей нижнему пределу $h \approx 10^{-20}$ для длинноволновых всплесков гравитационного излучения.

Резюмируя изложенное, уместно подчеркнуть, что выполненный рядом авторов анализ квантовых особенностей гравитационных антенн, определяющих их чувствительность, не ставит препятствий экспериментаторам при попытках обнаружить всплески гравитационного излучения на уровне, предсказанном астрофизиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация. — М.: Мир, 1976.
2. Thorne K. S. Gravitational Wave Research: Current Status and Future Prospects. — Preprint OAP = 575. — 1980.
3. Weiss R., Smarr L. — In: Sources of Gravitational Radiation: Proceeding of the Batelle Conference. — Cambridge: University Press, 1979.
4. Braginsky V. B., Rudenko V. N. — Phys. Rept., 1978, v. 46, p. 167.
5. Douglass D. H., Braginsky V. B. — In: General Relativity: An Einstein Centenary Survey/Ed. S. Hawking, W. Israel. — Cambridge: University Press, 1979.
6. Estabrook F. B., Wahlquist. — Gen. Relat. and Gravit., 1975, a v. 6, p. 439.
7. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И. — УФН, 1974, т. 114, с. 41.
8. Caves C. M. — Caltech Preprint OAP N 585. — 1980.
9. Billing H. et al. — J. Phys. Ser. E, 1979, v. 12, p. 1043.
10. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 296.
11. Thorne K. S., Caves C. M., Sanberg V D, Zimmermann M. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 667.
12. Менский М. Б. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1326.
13. Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 881.
14. Turneaure J. P., Stein S. R. — In: Proceeding of 27th Annual Symposium of Frequency Control. — Wash. D C., 1973.
15. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 828.
16. Брагинский В. Б., Вятчанин С. П., Панов В. И. — ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 583.

523.163 (048)

Л. П. Гришук. Проблема реликтового гравитационного излучения. Наряду с монохроматическим и импульсным излучением космического происхождения на Землю падает гравитационное излучение шумовой природы. Важнейшим типом такого излучения являются реликтовые гравитационные волны,

существующие с эпохи сверхплотного состояния Метагалактики. Образование реликтового гравитационного излучения с тепловым спектром предсказывается механизмом усиления гравитационных волн и спонтанного рождения гравитонов в сильном гравитационном поле ранней Вселенной. (Изложение основных принципов и результатов, а также ссылки на предшествующие работы см. в ^{1, 2}). Указанный механизм работает даже в рамках простейших предположений о структуре нестационарного поля ранней Вселенной, а именно в условиях его полной однородности и изотропии. В этом отношении гравитоны кардинальным образом отличаются от других частиц (нейтрино, фотонов, гравитино), которые в однородном изотропном гравитационном поле не рождаются. Более сложная структура гравитационного поля ранней Вселенной не отменит эффект рождения гравитонов, но получение теоретических выводов о результатах этого процесса при тех или иных начальных условиях становится более затруднительным и менее однозначным. Предположение об однородности и изотропии (с точностью до малых поправок) гравитационного поля ранней Вселенной является не только простейшим из возможных, но и согласуется с имеющимися наблюдениями, что вытекает из применимости фридмановских моделей для описания всего известного круга космологических данных.

Реликтовое гравитационное излучение образуется в результате эффективного усиления вакуумных флуктуаций гравитационного поля в эпоху так называемых «планковских» плотностей материи и напряженностей внешнего гравитационного поля. Спектр образовавшихся гравитонов должен сохраняться практически неизменным вплоть до наших дней, поскольку сечения процессов с участием гравитонов настолько малы ^{3, 4}, что неравновесные гравитоны, видимо, не успевают термализоваться.

Современная плотность энергии реликтового гравитационного излучения и форма его спектра зависят от темпа изменения сильного гравитационного поля ранней Вселенной. Если в начальном состоянии, кроме вакуумных флуктуаций, присутствовали также гравитационные волны, оставшиеся, например, от предшествовавшей гипотетической эпохи сжатия, то они также будут подвергнуты усилению и дадут свой вклад в современные характеристики фонового излучения. Наиболее умеренные (и правдоподобные) предположения о характере гравитационного поля ранней Вселенной приводят к выводу о том, что в современную эпоху существует изотропный гравитационно-волновой фон со степенным спектром в диапазоне частот от $\nu_m \approx 10^{-8}$ Гц до $\nu_c \approx 10^{11}$ Гц и с интегральной плотностью энергий ϵ_g порядка плотности энергии равновесного трехградусного электромагнитного фона ϵ_γ . Более вероятными выглядят те модели, которые предсказывают максимум спектра в области высоких частот, а не низких. В экстремальных случаях предсказываемое $\epsilon_g \ll \epsilon_\gamma$, либо $\epsilon_g \gg \epsilon_\gamma$. Обнаружение реликтового гравитационного излучения с той или иной плотностью энергии и формой спектра позволило бы со значительной степенью уверенности судить о характере физических процессов на чрезвычайно ранних стадиях эволюции мира.

Кроме реликтового гравитационного излучения существуют и другие формы стохастического гравитационно-волнового фона. Они образованы множеством разнообразных одновременно работающих дискретных и протяженных источников монохроматического и импульсного излучения ⁵. Знание их суммарной интенсивности и формы спектра необходимо хотя бы для того, чтобы указать на диапазоны частот, в которых реликтовое излучение могло бы быть доминирующим. Сравнение имеющихся расчетов показывает, что есть широкие полосы частот как в высокочастотном диапазоне, так и в низкочастотном, где реликтовый фон, в принципе, доступен наблюдениям.

Дадим грубую оценку возможностей регистрации реликтового фона. Считаем, что фон реализован в виде широкого спектра, с шириной порядка некоторой средней частоты ν_0 . Интегральную плотность энергии полагаем равной $\epsilon_g \approx 10^{-12}$ эрг/см³. Тому или иному выбору ν_0 при одном и том же значении ϵ_g соответствует различная величина характерной безразмерной амплитуды метрики h . Разные ν_0 определяют наиболее подходящий метод наблюдения. Рассмотрим несколько случаев. 1) $\nu_0 \approx 10^{-8}$ Гц, $h = 10^{-12}$. Обработка многолетних наблюдений пульсаров показывает, что даже у наиболее спокойных из них существуют вариации частоты импульсов, которые могли быть приобретены при прохождении через стохастический гравитационно-волновой фон как раз с указанными характеристиками ⁶. Более тщательные исследования должны показать, имеем ли мы дело с влиянием гравитационно-волнового фона или с шумами другой природы. 2) $\nu_0 \approx 10^{-3}$ Гц, $h = 10^{-17}$. Перспективным является доплеровское слежение за скоростью космических аппаратов. Современная техника позволяет регистрировать вариации частоты на уровне $\Delta\omega/\omega \approx 10^{-15} - 10^{-16}$, в то время как ожидаемый эффект $\Delta\omega/\omega \approx 10^{-17}$. 3) $\nu_0 \approx 10^4$ Гц, $h = 10^{-24}$. Гравитационно-волновой шум с такими характеристиками мог бы быть зарегистрирован с помощью механических антенн, обладающих следующими параметрами: $m = 10^6$ г, $l = 10^2$ см, $Q = 10^9$, $T = 10^{-4}$ К, полное время наблюдения $\tau \approx 1$ год. 4) $\nu_0 \approx 5 \cdot 10^6$ Гц, $h = 2 \cdot 10^{-27}$. Если использовать электромагнитные резонаторы, то следовало бы добиться следующих параметров: $l = 3 \cdot 10^3$ см, $H = 10^5$ Гс., $Q = 10^{13}$, $T \approx 3 \cdot 10^{-4}$ К при времени наблюдения $\tau \approx 10^6$ с. 5) $\nu_0 \approx 10^{10}$ Гц, $h = 10^{-30}$. Мог бы подойти лазерный

интерферометр с многократным отражением, но лучшие современные системы могут, вероятно, обеспечить предельную чувствительность на 4—5 порядков ниже необходимой.

Приведенные оценки показывают, что регистрация реликтового гравитационно-волнового фона является чрезвычайно трудным делом. Но можно надеяться, что перспектива получить научные сведения фундаментальной важности будет стимулировать поиски и создание требуемых систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришук Л. П. — УФН, 1977, т. 121, с. 629.
2. Grishchuk L. P., Polnarev A. C. — In: Einstein Century Volume/Ed. A. Held. — N. V.: Plenum Press, 1980. — V. II, p. 393.
3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975.
4. Кобзарев И. Ю., Пешков П. И. — ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 428.
5. Carr B. J. — Caltech Preprint OAP N 566. — July 1979.
6. Демянский М., Сажин М. В. — Nature (в печати).

5 23,842 (048)

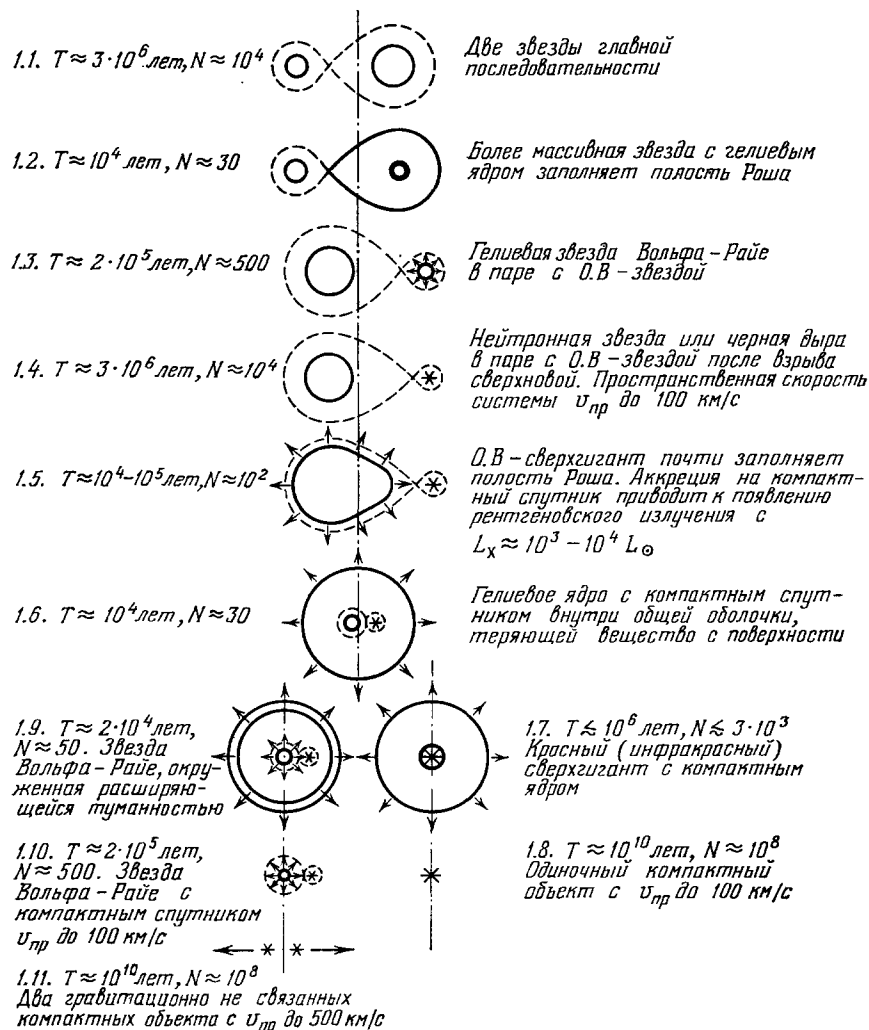
А. В. Тутуков, А. Г. Масевич. Эволюция массивных тесных двойных звезд. Все возрастающий интерес астрофизиков к изучению двойных звезд обусловлен рядом обстоятельств. 1. Исследование орбит двойных звезд является, по существу, единственным источником определения таких важных для теории характеристик звезд как массы и радиусы. 2. Открытие источников рентгеновского излучения показало, что природа их, по всей вероятности, связана с обменом веществом в тесных двойных системах. 3. Успехи теории эволюции звезд позволили рассчитать эволюцию компонент системы с обменом вещества между ними. 4. Статистическое исследование распределения параметров двойных звезд нашей Галактики дает прямое указание на процесс эволюции двойных звезд.

Особый интерес для теории эволюции звезд представляют массивные звезды с массой M больше 10 масс Солнца (M_{\odot}), так как в них эволюционные процессы протекают значительно быстрее и интенсивнее, а их эволюция заканчивается взрывом Сверхновой с образованием, как правило, нейтронных звезд. Около половины известных массивных звезд являются тесными двойными звездами, исходные массы компонент которых согласно наблюдениям обычно близки и превышают 10 M_{\odot} . На рисунке показана предлагаемая нами общая схема эволюции таких звезд: указаны времена жизни звезд на различных стадиях T , а также число звезд соответствующих типов в нашей Галактике N .

Вначале система состоит из двух звезд главной последовательности (1.1); более массивная компонента первая заполняет полость Роша, отдает большую часть вещества оболочке спутнику (1.2) и превращается в гелиевую звезду Вольфа — Райе (1.3). Истощение ядерного топлива в недрах гелиевой звезды неизбежно ведет к взрыву ее как сверхновой с образованием нейтронной звезды или черной дыры в зависимости от исходной массы. Система не распадается, но получает пространственную скорость до 100 км/с (1.4). Аккреция части вещества звездного ветра, теряемого О—В-компонентой (почти заполняющей полость Роша) нейтронной звездой ведет к возникновению рентгеновского источника со светимостью 10^3 — $10^4 L_{\odot}$ (1.5). Заполнение полости Роса массивной компонентой вызывает образование общей оболочки вокруг гелиевого ядра с нейтронной звездой (1.6). В результате нейтронная звезда может затормозиться и превратиться в ядро красного (инфракрасного) сверхгиганта, теряющего вещество со скоростью, большей 10^{-5} — $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ (1.7). Возможно, что звезды типа η Car, S Dor, P Cyg находятся на этой стадии. Конечным продуктом эволюции в этом случае будет одиночная нейтронная звезда или черная дыра с пространственной скоростью $v_{\text{пр}}$ до 100 км/с.

Если орбитальный период системы перед образованием общей оболочки был достаточно велик, то оболочка будет потеряна прежде чем ядра «сожгутся». Некоторое время остатки общей оболочки могут наблюдаться вокруг звезды Вольфа — Райе, которая, как правило, будет казаться одиночной (1.9) из-за большого отношения масс. После рассеяния оболочки останется «одиночная» звезда Вольфа — Райе с большой пространственной скоростью (1.10). Второй взрыв сверхновой в системе приведет к распаду системы и появлению двух одиночных нейтронных звезд с пространственной скоростью до 500 км/с (1.11). Таким образом, часть радиопульсаров может быть продуктом эволюции массивных тесных двойных звезд, что определяет их пространственное распределение и скорости. Итак, эта схема, полученная в результате расчетов

эволюционных последовательностей с массами от 10 до 60 масс Солнца на основе современной теории внутреннего строения звезд и данных наблюдений массивных звезд



Эволюция массивных звезд.

в широком диапазоне длин волн, позволяет объединить в рамках единой эволюционной теории ряд основных классов массивных звезд.

Результаты, на которых основан доклад, опубликованы в статьях:

Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р.— Научные информации, 1973, № 27, с. 58.

Massevitch A. G., Tutukov A. V., Yungelson L. R.— Astrophys. and Space Sci., 1976, v. 40, p. 115.

Massevitch A. G., Yungelson L. R.— In: Nonstationary Evolution of Close Binaries.— Warszawa, 1978.— P. 11.

523.84 (048)

Э. В. Эргма, А. Д. Кудряшов. Термоядерные вспышки на нейтронных звездах. В 1975 г. Гриндлей и Хайзе¹ открыли новый класс рентгеновских источников — рентгеновские барстеры. Основные наблюдательные характеристики барстеров следующие: постоянная рентгеновская светимость L_0 больше чем 10^{36} эрг/с, время развития вспышки $\lesssim 1-2$ с, продолжительность вспышки у разных

источников $t_D \sim 3-100$ с, рекуррентность вспышки $t_b \sim 10^4-10^5$ с, максимальная светимость вспышки $L_b \sim 10^{37}-10^{38}$ эрг/с, количество энергии, выделяемое за время всплеска $\sim 10^{38}-10^{39}$ у большинства источников $L_0/\langle L_b \rangle \gtrsim 100$, где $\langle L_b \rangle \equiv E_b/t_b$, E_b — энергия, выделяемая за вспышку.

Для объяснения наблюдаемых свойств барстеров нами используется термоядерная модель, которая в настоящее время является наиболее обоснованной. В данной модели в накопленном за время стационарной аккреции веществе происходит термоядерное взрывное горение. Развита простая аналитическая методика расчета основных характеристик термоядерных взрывов: время рекуррентности, общее количество энергии, выделяемое при взрыве и т. д. Расчеты взрывного горения гелия в чисто гелиевой оболочке подтверждают ранее полученные результаты Джосса² о том, что в этом случае достаточно хорошо воспроизводятся основные наблюдательные свойства рентгеновских барстеров. Однако образование чисто гелиевой оболочки остается лишь предположением. На основе численных расчетов показано, что при $\lg \rho > 5,7$ (где ρ — плотность на дне оболочки) водородное горение приведет к поджогу гелия в оболочке нейтронной звезды. Из-за поджога гелия температура быстро увеличивается и когда $T > 4 \cdot 10^8$ К, β^+ активные элементы O^{14} и O^{15} разрушаются посредством реакций $O^{14}(\alpha, p)F^{14}$, $O^{15}(\alpha, \gamma)Ne^{19}$ и тем самым процесс горения водорода будет протекать совершенно иначе, чем в случае $T < 4 \cdot 10^8$ К, когда работает горячий CNO цикл. Найдено, что время горения водорода теперь зависит только от скоростей β^+ распадов и может быть меньше, чем 100 с.

Представлена модель γ -барстера FXP 0520-66 открытого Мазецом и др.³ В предложенной модели второй γ -всплеск (6.III 1979 г.), объясняемый взрывом гелиевого слоя вещества, выпавшего во время первого всплеска (5.VI 1979 г.). Отличие от обычного барстера заключается в двух аспектах:

1) наличие сильного магнитного поля (вещество накапливается в магнитной колонке); 2) отсутствие стационарной аккреции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Grindlay J. E., Heise J. IAU Circular 1976, No 2879.
2. Joss P. C., Astrophys J. (Lett), 1978, v. 225, pL 123.
3. Мазец Е. П., Голенецкий С. В., Ильинский В. Н., Попов В. В., Актекар Р. Л., Гурьян Ю. А., Соколов И. А., Соколова З. Я., Харитонов Т. В. — Письма Астрон. ж., 1979, т. 5, с. 307.

Ниже мы приводим краткое содержание трех докладов, прочитанных на сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики 21–22 ноября 1979 г., материалы которого опубликовались в УФН, 1980, т. 131, вып. 3.

523.165 (048)

С. И. Никольский. Изучение взаимодействий адронов в космических лучах. Результаты большой совокупности экспериментов по исследованию взаимодействий адронов в космических лучах позволяют заключить о приблизительной масштабной инвариантности в неупругих столкновениях нуклонов и ядер до энергий налетающих нуклонов около 100 Тэв. Значительные отклонения от масштабно-инвариантных экстраполяций характеристик множественной генерации адронов при большей энергии и некоторые необычные экспериментальные данные заставляют говорить о существенном изменении картины множественного рождения. Эта декларация нуждается в пояснениях и ссылках на экспериментальные данные.

Приблизительность масштабной инвариантности отражает отсутствие строгой масштабной инвариантности уже в ускорительной области энергий. Различные проявления свойства масштабной инвариантности для фрагментационной части вторичных адронов в актах множественной генерации наблюдались в космических лучах до того, как были сформулированы понятия о скейлинге, автомодельности и масштабной инвариантности. Постоянство коэффициента неупругости нуклонов в нуклон-ядерных столкновениях, пропорциональность энергии лидирующих пионов энергии налетающего нуклона вплоть до энергий ~ 1 Тэв были установлены на опытах в космических лучах еще в период 1950–1960 гг.

Анализ современных экспериментальных данных об энергетических спектрах мюонов, адронов и γ -квантов на уровне гор, показывает, что скейлинговые свойства фрагментационной части энергетического спектра вторичных частиц сохраняются в неупругих столкновениях адронов вплоть до энергий 50–100 Тэв^{1–3}. Исследования энергетической зависимости коэффициента неупругости при столкновении нуклонов с ядрами свинца в области энергии 1–30 Тэв не противоречат этому выводу⁴. Никаких существенных изменений в этой области энергии не наблюдается также при исследованиях поперечных импульсов вторичных частиц и их состава.

В соответствии с ясностью общей картины неупругих столкновений нуклонов с ядрами вплоть до энергий ~ 100 Тэв любые пути определения энергетического спектра частиц первичного космического излучения приводят к хорошо согласующимся между собой результатам. В области энергии первичных частиц выше 1000 Тэв разные методические подходы к определению первичного энергетического спектра приводят к различным в количественном отношении результатам. Возможные объяснения — в существенном влиянии на спектр ливней по числу частиц обычно неучитываемых изменений процесса множественной генерации в этой области энергий.

Серьезное противоречие обнаруживается и при оценке множественности в неупругих столкновениях адронов и ядер по развитию различных компонент широкого ливня в атмосфере. Множественность вторичных пионов во взаимодействии нуклонов с ядрами при энергиях выше 10^3 Тэв должна предполагаться в несколько раз большей для объяснения высоты максимума развития электронно-фотонной компоненты ливня, чем для объяснения числа мюонов в ливне. Такая диспропорция среди вторичных частиц, условно названная «гамманизацией», означает изменение состава вторичных частиц в заметной, с энергетической точки зрения, части.

Об изменении состава вторичных частиц, причем с видимым пороговым характером, свидетельствуют опыты по изучению поглощения ядерно-каскадных ливней в свинце ⁵. При преимущественно пионном составе вторичных частиц усредненное поглощение лавины не должно быть медленнее, чем утроенный пробег для неупругого столкновения пионов, что и наблюдается для начальных значений энергий менее 50 Тэв. Однако при суммарной энергии адронной лавины ≥ 100 Тэв поглощение замедляется почти вдвое, что означает появление среди вторичных адронов каких-то частиц, отличных от пионов и нуклонов, по своей суммарной энергии уносящих более 20% энергии первичного адрона.

Особенности в развитии лавины по глубине в атмосфере проявляются в широких ливнях. Ливни с первичной энергией $\sim 3 \cdot 10^3$ Тэв имеют максимум своего развития на значительно меньших глубинах атмосферы, чем это следует из любых моделей «приблизительного скейлинга», включая и модели с зависимостью множественности от энергии типа $\sim E^{1/4}$. При первичной энергии $\geq 5 \cdot 10^4$ Тэв глубина максимума близка к ожидаемой по некоторым вариантам «приблизительного скейлинга». Чтобы охарактеризовать резкости изменения глубины максимума ливней при увеличении первичной энергии всего в десять раз, достаточно сказать, что это изменение соответствует тому, что в десятикратном интервале энергии состав первичных частиц меняется от тяжелых ядер (только железо) до чисто протонного. Такое объяснение предлагают авторы эксперимента ⁶.

Для интерпретации экспериментальных данных о быстром смещении высоты максимума развития ливней предпочтительнее привлечь вывод о генерации с энергетически значимым эффективным сечением новых частиц, задерживающих поглощение в калориметре для адронных лавин с энергией выше 100 Тэв. Если предположить, что свойства новых частиц близки к свойствам чармированных частиц, то образование их при энергиях выше 100 Тэв в атмосфере изменит картину развития широких атмосферных ливней следующим образом. В области энергии 10^2 – 10^3 Тэв их образование и распад по адронным каналам ускоряют развитие ливня в верхней части атмосферы, как бы увеличивая множественность в актах неупругого столкновения адрон — адрон. Лептонные каналы распада изменяют соотношение в потоках электронно-фотонной компоненты и мюонов низкой энергии в пользу первой («гамманизация»), так как мюоны высокой энергии, в количественном отношении, не дают вклада в полный поток мюонов. С увеличением энергии первичной частицы и ростом лоренц-фактора вторичных новых частиц их распадный пробег увеличивается, что приводит к быстрому смещению максимума развития ливня вглубь атмосферы. Время жизни частиц, удовлетворяющее всей совокупности данных о «длинных» лавинах в калориметре и быстром смещении максимума развития широких ливней в атмосфере, составляет 10^{-11} – 10^{-12} с.

В ближайшие годы характеристики неупругих нуклон-нуклонных столкновений в области энергий 10^2 – 10^3 Тэв будут детализированы на ускорителях. Задачей экспериментов в космических лучах следует считать исследования при более высоких энергиях с тем, чтобы понять, достаточно ли учета новых процессов, обнаруживаемых при ~ 100 Тэв, для объяснения экспериментальных данных при энергиях 10^3 – 10^6 Тэв или изменение картины неупругих столкновений адронов с ростом энергии продолжается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 1066.
2. Kanevskaya E. A., Smorodin Yu. A., Baradzei L. T. — XV ICRC, 1977, v. 7, p. 453.
3. Nikolsky S. I. — In: The IX Intern. Symposium on Mult.: Proc. G-19. — Tabor, 1978.

4. Павлюченко В. П., Нам Р. А., Никольский С. И., Чубенко А. П., Яковлев В. И. — Тр. ФИАН СССР, 1979, т. 109, с. 30.
5. Yakovlev V. I. et al. — XV ICRC, 1977, v. 7, p. 115.
6. Thornton C. J., Clay R. W. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1622.

[523.165 + 539.12] (048)

Е. Л. Фейнберг. Космические лучи и физика элементарных частиц. Когда мы рассматриваем вопрос о целесообразности развертывания в больших масштабах дальнейших исследований природы, законов взаимодействия и превращения частиц в космических лучах, то прежде всего встают три вопроса:

1. Поскольку в космических лучах мы имеем дело со слабым и неуправляемым источником и в отдельном эксперименте редко удается определить все необходимые параметры, то *можно ли доверять* результатам, полученным в космических лучах? Полувековой опыт учит, что *все* результаты, получавшиеся в космических лучах согласованно разными исследователями, всегда оказывались правильными и подтверждались (обычно много лет и даже десятилетия спустя), когда становилось возможным проверить их на ускорителях. Ошибки, иногда сенсационные, совершались всегда какой-либо одной группой (или лабораторией) и их ошибочность вскрывали сами космики.

2. *Должно ли обращать внимание* на получаемые в космике результаты? На ряде примеров можно увидеть, как пренебрежение к данным о космических лучах приводило к тому, что в физике частиц многие годы удерживались ошибочные представления, от которых отказывались только тогда, когда правильность данных космики и ошибочность указанных представлений обнаруживалась в ускорительных экспериментах.

Так, например, сначала (пятидесятые — начало шестидесятых годов) ускорительным экспериментам были доступны только малые средние множественности и процесс множественной генерации пытались описывать как возбуждение и последующий распад соударяющихся нуклонов в результате обмена какой-либо частицей или реджевским полюсом. Только перейдя к более высоким энергиям и большим множественностям поняли, что это очень частный процесс. Тогда в основу положили простую мультипериферическую гребенку со скэйлинговым распределением инклюзивного сечения. Лишь в середине семидесятых годов на ускорителях эксперимент показал, что для основной группы генерируемых частиц (пионизационных) и это неверно: нет ни требуемого этой моделью плато, ни независимости его высоты от энергии, ни предсказываемого увеличения ширины плато с энергией. Картина все более приближалась к тому, что для этой области давали космические лучи более двадцати лет назад: «мультипериферическая цепочка» с малым (в среднем 2—4, для энергий до нескольких ТэВ) числом зубьев, среди которых некоторые — тяжелые кластеры (файрболы). Понятно было, что масштабная инвариантность свойственна только фрагментационным (наиболее быстрым) продуктам, но не основной по численности компоненте. Это тоже точно соответствует давно установленному в космических лучах (нелогарифмический рост множественности с энергией и т. п.).

3. *Что можно ожидать* в настоящий момент от дальнейших исследований в космических лучах? Уже имеются важнейшие результаты и указания, относящиеся к взаимодействию адронов в сверхускорительной области, особенно когда энергия адронов (в лабораторной системе) составляет 10^{12} — 10^{15} эВ, а частично — вплоть до 10^{18} эВ. Актуальным является перенос центра тяжести исследований в область 10^{15} — 10^{17} эВ.

Основным общим результатом является то, что вплоть до энергий порядка 10^{14} эВ основные характеристики процесса множественной генерации не испытывают кардинальных измерений — они соответствуют тому, что было известно при меньших энергиях. Но выше этой энергии появляются новые черты. По-видимому, множественность начинает расти с энергией не только быстрее логарифма, но и быстрее, чем $E^{1/4}$, может быть даже как $E^{1/2}$. Это относится к наиболее многочисленной, пионизационной части. Фрагментационные же частицы генерируются в количестве меньшем, чем предсказывается масштабной инвариантностью; она здесь начинает нарушаться. Далее, начинают примешиваться процессы, в которых генерируются частицы с очень большим поперечным импульсом (в десятки раз большим, чем средний поперечный импульс во всем предшествующем интервале энергий). Сначала такие процессы составляют порядка процента от всех соударений, но когда энергия возрастает до 10^{15} — 10^{16} эВ, их доля растет, достигая, быть может, десятка процентов (данные по многостольному широкому атмосферным ливням, по рентген-эмulsionным экспериментам, обнаруживающим семейства гамма-квантов, широко раздвинутые на пленке и т. п.).

Следует также напомнить о «Гань-Шаньской аномалии»: в пионизационном калориметре лавины от адронов и адронных стволов ливней затухают нормально (в соответствии с известным при меньших энергиях сечением адрон-ядро) только при энергиях до примерно 10^{14} эВ. При больших же энергиях они затухают гораздо медленнее (как если бы в них появлялось много частиц, взаимодействующих слабее, чем известные адроны, но это, конечно, не обязательное объяснение).

Наконец, общеизвестны совершенно непонятные события (Бразильско-японское сотрудничество), названные «Кентаврами», в которых генерируется около сотни адронов, но среди них, в полном противоречии с обычными адронными процессами, совершенно нет пионов. Хотя среди пяти зарегистрированных событий только два можно считать вполне «чистыми», не поддающимися обычным объяснениям, эти события свидетельствуют о появлении каких-то принципиально новых явлений. Все указанные случаи наблюдались в области энергий 10^{15} — 10^{16} эВ и распределение адронов (нуклонов?) по импульсам таково, как если бы они возникли от изотропного распада объекта с массой порядка 200 ГэВ.

Таким образом, хотя *исчерпывающее* изучение частиц возможно *только* с помощью ускорителей (а некоторые важнейшие аспекты физики космических лучей совершенно недоступны), развитие крупномасштабных исследований в сверхускорительной области методами физики космических лучей, особенно учитывая их относительную дешевизну по сравнению с ускорительными исследованиями, представляется многообещающим и необходимым.

539.125 (048)

В.В.Авакян, А.Ц.Аматуни, Т.С.Асатиани, А.Д.Ерлыкин, А.К.Куличенко, Э.А.Мамиджанян, С.Г.Матинян, С.И.Никольский, В.А.Ромахин, Е.И.Тукин. Проект эксперимента для изучения адронных столкновений при энергиях 10^9 — 10^6 ТэВ. Экспериментальная установка для адронных исследований (АНИ) нацелена на широкий интервал энергий первичных нуклонов космического излучения 10^3 — 10^6 ТэВ. Нижняя граница этого интервала определяется уже проведенными экспериментами, наличием других экспериментальных комплексов и, главное, планируемыми на ближайшие и последующие годы экспериментами на встречных протон-антипротонных пучках с энергией частиц в 0,27—3 ТэВ в каждом пучке.

Верхняя граница энергетического интервала исследуемых в этом эксперименте адронных взаимодействий определяется энергетическим спектром первичного космического излучения и реалистичными эффективными площадями детекторов установки.

Характер эксперимента в космических лучах, с одной стороны, и сложность исследуемой картины акта множественной генерации, с другой, остро ставят вопрос об информативности эксперимента. Это не вопрос об относительно большой информативности данного эксперимента по сравнению с другими, а задача получить в одном эксперименте максимально полную, доступную с помощью современной методики информацию о процессах множественной генерации при 10^4 — 10^6 ТэВ.

Решение этой задачи — в комплексном подходе к регистрации каскадных ливней и групп высокоэнергичных γ -квантов, электронов, адронов, мюонов. По критериям отбора физических явлений для регистрации и последующей обработки установка подразделяется на три части (см. рисунок).

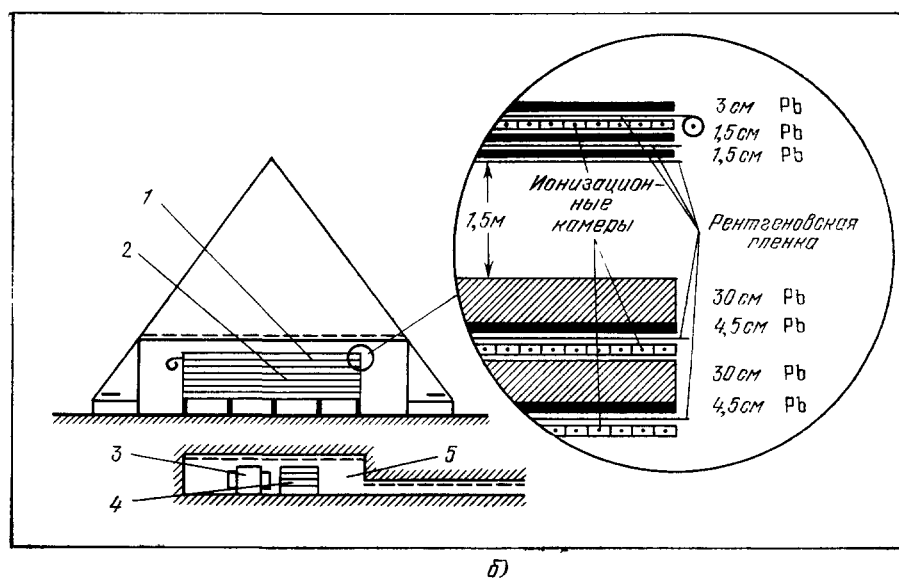
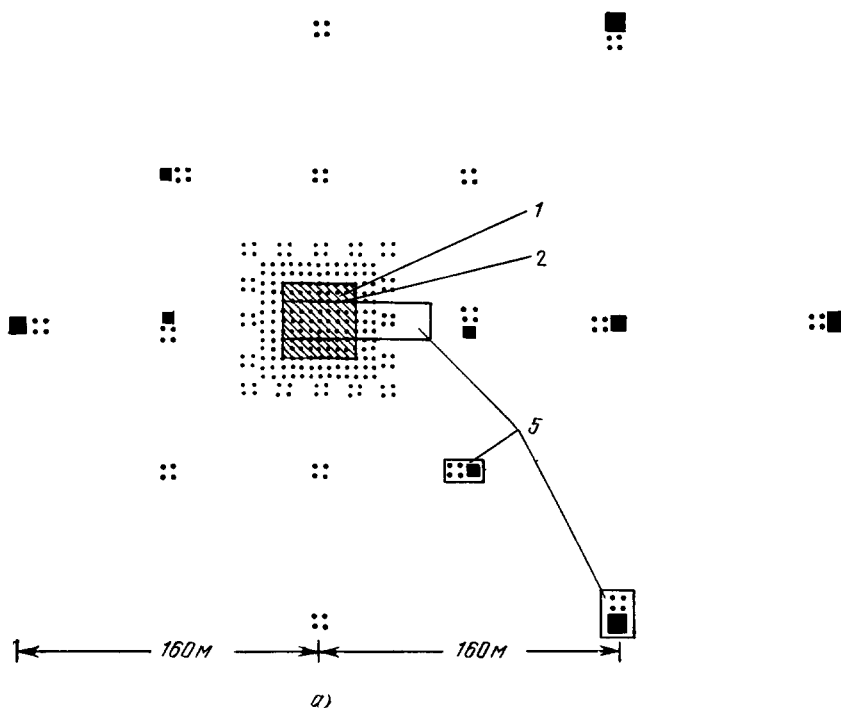
Во-первых, регистрируются все широкие атмосферные ливни с первичной энергией выше $2 \cdot 10^3$ ТэВ, ствол которых проходит через рентген-эмульсионные камеры, совмещенные с ионизационным калориметром, площадь 1600 м², в центре установки. Возможность исследовать состав и структуру стволов широких атмосферных ливней с первичной энергией выше 10^4 ТэВ делает эту установку уникальной.

Во-вторых, регистрируются все группы γ -квантов и электронов или адронов с суммарной энергией 10^3 ТэВ. Анализ таких групп при высокой пространственно-энергетической разрешающей способности рентген-эмульсионных камер в сочетании с информацией о полном потоке энергии на уровне наблюдения (ионизационный калориметр) и энергии первичной частицы (широкий атмосферный ливень) пока что осуществляется лишь в методических целях.

В-третьих, регистрируются мюоны высоких энергий, возникающие в результате неупругих столкновений адронов и ядер при энергиях выше 10^3 ТэВ также с одновременной информацией о всем ядерном каскаде в атмосфере.

Перечисленные критерии отбора исчерпывают все возможности результата попадания на границу атмосферы первичных протонов и ядер с энергией выше 10^3 ТэВ. Вместе с тем в процессе последующей статистической обработки на ЭВМ можно производить самые различные более жесткие выборки интересующих нас событий. Вся регистрация и обработка будет автоматизирована и будет накапливаться в виде банка данных. Автоматически с помощью ЭВМ будет также производиться систематический тестовый контроль за работой многочисленных и разнообразных блоков детектирующей аппаратуры (см. рисунок).

В заключение перечислим исследуемые прямым или косвенным образом параметры и характеристики акта неупругого столкновения адронов с ядрами атомов воздуха: эффективное сечение для неупругого столкновения, множественность и состав вторичных частиц, энергетический спектр вторичных частиц во фрагментационной части, коэффициент неупругости или нуклонов, распределение поперечных импульсов вторичных частиц, корреляции между различными параметрами акта множественной генерации.



План установки АНИ (а) и разрез (б) центральной ее части.

1 — рентген-эмульсионная камера для регистрации адронов и γ -квантов с энергией несколько Тэв и выше. Один слой рентгеновской пленки — движущийся для сопоставления γ -квантов из воздуха с широким атмосферным ливнем; 2 — ионизационный калориметр для измерения энергий электроно-фотонной и адронной компонент широкого атмосферного ливня. Площадь $S = 40 \times 40 = 1600 \text{ м}^2$; 3 — магнитный спектрометр мюонов высокой энергии; 4 — многослойный детектор взаимодействий мюонов; 5 — подземные лаборатории для регистрации мюонов с энергией более 10 ГэВ; тире и точки указывают сцинтилляционные детекторы для определения угловых и пространственных характеристик широкого атмосферного ливня, сопровождающего γ -кванты и адроны высокой энергии; черные квадраты — газоразрядные счетчики.

БИБЛИОГРАФИЯ

539.125(049.3)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Браун Дж., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. — М.: Атомиздат, 1979. — 248 с.

Исследование нуклон-нуклонного взаимодействия при низких и средних энергиях является одной из наиболее «старых» проблем физики сильных взаимодействий. Теория этого вопроса в той или иной форме традиционно излагается в известных курсах ядерной физики. Вместе с тем, в последние десять-пятнадцать лет было получено достаточно много новых экспериментальных и теоретических результатов, существенных для понимания физики взаимодействия нуклон-нуклон на различных межчастичных расстояниях. Это новое развитие до недавнего времени не находило, однако, своего систематического изложения (по крайней мере среди книг, изданных в СССР).

Книга известных теоретиков Дж. Брауна и А. Д. Джексона, много и плодотворно работающих в этой области, в определенной степени заполняет этот пробел. Основой для ее написания послужил курс лекций, прочитанных авторами в течение 1971, 1972 и 1974 гг. в Институте Нильса Бора и в Скандинавском институте теоретической атомной физики. Впоследствии многие разделы были дополнены результатами работ, выполненных в более позднее время. Стиль изложения материала отличается последовательностью, четкостью, стремлением по возможности просто и доходчиво объяснить основной результат, в то же время не опуская многочисленных технических деталей.

Книга состоит из десяти глав и пяти дополнений.

Первые три главы посвящены обсуждению общего вида нуклон-нуклонного потенциала, обусловленного обменом бозонами в t -канале, а также различных низкоэнергетических явлений, в частности, рассеяния нейтрон-протон и свойств дейтрона. Достаточно подробно обсуждается вопрос о примеси d -волны в волновой функции дейтрона и ее вычисление с помощью современных потенциалов. Особое внимание авторы уделяют вопросу об электромагнитных свойствах дейтрона. Специально подчеркивается роль обменных токов в процессах фоторасщепления и поведения электромагнитных форм-факторов дейтрона при больших переданных импульсах. При этом авторы используют результаты своих собственных оригинальных работ, в первой из которых одним из них (Дж. Брауном) в соавторстве с Д. О. Риской было впервые указано на важность учета обменных токов в процессах с большими передачами.

В четвертой главе излагается теория протон-протонного рассеяния, причем основное внимание уделяется корректному учету кулоновского взаимодействия, приводящего к значительным усложнениям в задаче об определении ядерной длины pp -рассеяния (т. е. при «выключенном» кулоновском взаимодействии).

Различные методы решения двухчастичной задачи обсуждаются в пятой главе. Приводится вывод уравнений Липпмана — Швингера и уравнения Лоу. Рассматриваются также основные свойства T -матрицы, следующие из этих уравнений. Достаточно подробно разобран специальный случай сепарабельных потенциалов, допускающий, как известно, решение уравнения Липпмана — Швингера в аналитической форме. Обсужден общий метод аппроксимации произвольного потенциала с помощью сепарабельных потенциалов конечного ранга, предложенный С. Вайнбергом. Основные проблемы, связанные с решением обратной задачи рассеяния, исследованы на простом примере, когда неизвестный потенциал можно считать сепарабельным потенциалом ранга 1. Рассмотрены свойства уравнений N/D -метода для потенциального рассеяния. Эти уравнения, как известно, дают технику для построения итерационных решений уравнения Липпмана — Швингера, явно удовлетворяющих условию унитарности. Последний параграф этой главы посвящен описанию полезного приема для численного решения уравнения Липпмана — Швингера, позволяющий избежать, в принципе, усложнений, связанных с сингулярностями функции Грина.

Вопросы, связанные с возможностью релятивистского описания двухнуклонной системы, рассмотрены в шестой главе. Дан вывод сравнительно простой модификации уравнения Липмана — Швингера, обеспечивающей требование «минимального релятивизма», т. е. условия, чтобы полученная таким образом амплитуда рассеяния удовлетворяла релятивистскому соотношению унитарности на правом разрезе (уравнение Бланкенбеклера — Шугара). Рассмотрен широкий класс приближенных уравнений, получающихся с помощью трехмерной аппроксимации релятивистского двухчастичного пропагатора в уравнении Бете — Солпитера. Сравнение полученных таким образом приближенных уравнений (Томсона, Гросса, Эркеленца — Холинда, Бланкенбеклера — Шугара, Кадышевского, Козна) с точным решением уравнения Бете — Солпитера проводится на примере расчетов порогового поведения вторых борновских членов для случая, когда потенциал соответствует обмену одной частицей и на примере вычисления зависимости от энергии фазовых сдвигов в s -волне (бесспиновый случай). Указаны также основные изменения в двухканальном пропагаторе в релятивистском уравнении для амплитуды рассеяния, связанные с учетом спина нуклонов. В этой же главе рассмотрена возможность применения эйконального приближения для вычисления вершинных функций в случае обмена нейтральными векторными мезонами.

Седьмая глава целиком посвящена вычислению вкладов однобозонного обмена в нуклон-нуклонное взаимодействие. Матричные элементы взаимодействия строятся в представлении с заданной спиральностью. Приведен явный вид шести спиральных амплитуд для случая обмена скалярной, псевдоскалярной и векторной частицами. Обсуждена зависимость фаз рассеяния от способа регуляризации амплитуд однобозонного обмена.

Построение NN-потенциала, соответствующего однобозонному обмену в t -канале, а также двухпионным нерезонансным обменам завершается в восьмой и девятой главах. Подробно описана дисперсионная техника вычисления релятивистской квадратной диаграммы, отвечающей двухпионному обмену, развитая в последние годы в работах «парижской» группы (Вин Мо и др.). Обсуждая многочисленные «технические» детали вычислений различных членов в NN-потенциале, авторы попутно исправляют ошибки, содержащиеся во многих опубликованных работах (в частности, при вычислении второй итерации для потенциала однопионного обмена). Дополнения к восьмой главе содержат весьма полезные сведения, относительно оптимального выбора инвариантов для описания NN-амплитуды (пяти для амплитуды на массовой поверхности и шести для «внемассовой» амплитуды), вычисления весовых функций, входящих в дисперсионные интегралы для амплитуды рассеяния, а также преобразования Фирца, связывающего операторы в прямом и перекрестном каналах.

В заключительной, десятой главе авторы обсуждают, каким образом изложенная в предыдущих главах теоретическая схема вычисления NN-потенциала работает на практике.

Приведены результаты расчетов сдвигов фаз и параметров смешивания для pp -рассеяния вплоть до энергий порядка 400 МэВ в л. с. координат, волновой функции, зарядового и квадрупольного форм-факторов дейтрона. Основной вывод, к которому приходят авторы, может быть сформулирован следующим образом: известные в настоящее время основные закономерности нуклон-нуклонного рассеяния сравнительно неплохо описываются с помощью потенциала однобозонного обмена с учетом двухпионных нерезонансных членов. Физические основания для такого потенциала ясны и наглядны, кроме того, как это следует из изложенного в книге материала, он наиболее хорошо обоснован теоретически. Существенной остающейся проблемой является описание поведения двухнуклонной системы на малых расстояниях, которая на сегодняшний день решается с помощью введения феноменологического радиуса обрезания потенциала.

В дополнениях к этой главе приводятся различные решения для ядерных фаз, явный вид и параметры феноменологических потенциалов Рида и Хамады-Джонстона, а также дается краткий обзор экспериментальных данных, на основании которых были установлены квантовые числа и константы связи с нуклоном пиона и достаточно узких резонансов в системах из двух и трех пионов.

Таким образом, материал, изложенный в книге, несмотря на ее сравнительно небольшой объем, является весьма информативным и может быть с успехом использован для обучения современным методам описания нуклон-нуклонного взаимодействия при низких и средних энергиях, а также для проведения расчетов, связанных с конкретными физическими явлениями.

Необходимо отметить, что за последние четыре года, прошедшие со времени написания книги, интерес к физике взаимодействия нуклон-нуклон при низких энергиях значительно возрос. Это связано с наблюдением на опыте принципиально новых физических явлений, таких как необычное поведение рассеяния поляризованных протонов друг на друге при больших переданных импульсах, указание на возможность существования динуклонных резонансов¹, а также обнаружение спектра вблизи-

пороговых состояний в системе нуклон-antinуклон². Эти экспериментальные факты дают основание надеяться, что проблема нуклон-нуклонного взаимодействия, в частности, возможность его потенциального описания, в ближайшие годы получит новое развитие, введением в которое может рассматриваться данная книга.

О. Д. Далькаров

ЛИТЕРАТУРА

1. Y o k o s a w a A.— In: Proc. of the Meeting on Exotic Resonances. Hiroshima, Japan, September 1—2, 1978.
2. Ш а п и р о И. С.— УФН, 1978, т. 125, с. 577.