

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР****(26—27 октября 1977 г.)**

26 и 27 октября 1977 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны следующие доклады:

1. Е. А. Гребеников, Ю. А. Рябов. Проблемы динамической эволюции планетных систем.

2. А. М. Фридман. Происхождение спиральной структуры галактик.

3. А. С. Боровик-Романов, Н. М. Крейнс, В. Г. Жотиков. Рассеяние света на тепловых и возбужденных СВЧ магнонах в антиферромагнетиках.

4. В. Г. Зинков, А. Д. Котин, А. И. Мухин. Рентгеновские спектры отрицательных ионов в химических соединениях.

Ниже приводится краткое содержание прочитанных докладов.

523.21(048)

Е. А. Гребеников, Ю. А. Рябов. Проблемы динамической эволюции планетных систем. Один из главных вопросов планетной космогонии может быть сформулирован следующим образом: является ли современная динамическая структура солнечной системы статическим отображением, копией ее первоначального состояния, или в процессе эволюции, протекавшем несколько миллиардов лет, она настолько преобразилась, что стала вовсе не похожей на солнечную систему периода своей юности.

Устойчивы или неустойчивы планетные конфигурации?

Полный ответ на поставленный вопрос в настоящее время не может быть дан, но теоретические методы исследования позволили получить новые интересные результаты. Когда мы говорим о динамической эволюции планетной системы, имеем в виду анализ движений каждой компоненты в отдельности и ее конфигурации в целом на больших (иногда на бесконечно больших) космогонических промежутках времени.

Математический формализм позволяет свести космогоническую задачу к исследованию решений гамильтоновых или квазигамильтоновых систем с гамильтонианами сложной аналитической структуры.

Исследования проводятся при следующих предположениях:

- 1) Время — ньютоновское, равномерное.
- 2) Гравитационное поле — ньютоново, оно, естественно, инвариантно относительно обращения времени.
- 3) Существует среда с весьма малой плотностью, обуславливающая наличие малых (по сравнению с ньютоновскими) диссипативных сил.

Существует строгая математическая теория условно-периодических решений гамильтоновых систем (КАМ-теория), которая, развивая «метрическую» теорию дифференциальных уравнений, утверждает, что «почти все» в смысле меры Лебега решения гамильтоновых систем (если полная энергия системы отрицательна) являются условно-периодическими функциями времени. Это богатое множество состоит из нерезонансных траекторий. Отсюда вытекает, что почти все начальные условия порождают устойчивые на бесконечных интервалах времени конфигурации планетных систем и с точки зрения метрической теории динамическая эволюция в планетных системах отсутствует. К сожалению, эта изящная математическая теория не может быть применена ни к одной реальной системе (планетной или спутниковой) из-за имеющихся в ней оценок.

Вторая точка зрения, приобретающая все большее число сторонников, состоит в том, что планетная система в течение большого космогонического промежутка времени существенно эволюционировала и современное состояние, характеризующееся большим количеством резонансов, не является копией ее первоначального состояния.

Современные методы моделирования позволяют рассчитать динамическую эволюцию большого числа планетных и спутниковых систем и тем самым дают возможность создать большой статистический материал. Численный анализ и теоретические исследования позволили Овендену, Фиджину и Граффу высказать принцип наименьшего взаимодействия, который является аналогом теоремы Лагранжа о минимуме потенциальной энергии для случая теории возмущений. Согласно этому принципу планетные и спутниковые системы эволюционируют к резонансному состоянию даже без учета диссипативных сил. В этом случае усредненная по времени возмущающая функция, обусловленная взаимным притяжением планет, имеет минимальное значение.

Авторы считают, что динамическая эволюция планетных и спутниковых систем происходит согласно следующей гипотезе. Всякая планетная система за время своего существования может пройти через несколько резонансных и нерезонансных состояний, причем в тех промежутках времени, когда она близка к резонансным состояниям, существенную роль играют приливные и диссипативные силы, а в нерезонансных состояниях — гравитационное поле точечных масс. Количество таких состояний существенно зависит от первоначальных параметров системы. По некоторым расчетам следует предположить, что наша Солнечная система в настоящее время находится «вблизи» первого резонансного состояния. Время пребывания в резонансных состояниях может быть самым различным и зависит от количественного соотношения между диссипативными силами и гравитационными возмущениями. Чем «старше» система, тем меньше промежутки времени пребывания ее в нерезонансных и резонансных состояниях.

Высказанная космогоническая гипотеза, во всяком случае, не противоречит современному состоянию науки.

ЛИТЕРАТУРА

- Е. А. Гребеников, Ю. А. Рябов, Резонансы и малые знаменатели в небесной механике, М., «Наука», 1978.
 В. И. Арнольд, УМН 18 (6), 92 (1963).
 М. М. Ньето, Закон Тициуса — Боде, М., «Мир», 1976.
 M. W. Ovenden, J. Feagin, O. Graff, Celestial Mech. 8, 435 (1973).

523.852.32

А. М. Фридман. Происхождение спиральной структуры галактик. Вопрос о происхождении спиральной структуры галактик можно сформулировать следующим образом: как в плоской подсистеме спиральной галактики

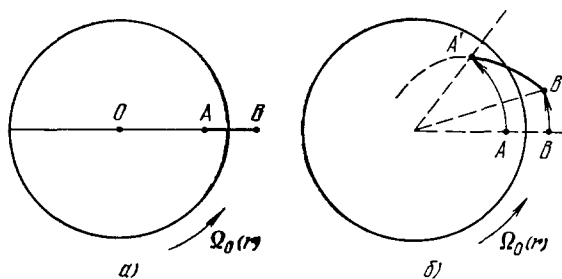


Рис. 1.

могут стационарно существовать уплотнения из звезд и газа в виде спиральных рукавов.

Первоначально казалось, что задача очень проста. Действительно, представим себе, что имеется некоторое первоначальное уплотнение AB (рис. 1, а). Тогда в силу дифференциальности вращения галактического диска начальное уплотнение AB начнет растягиваться в отрезок отстающей спирали AB (рис. 1, б). Однако очевидно, что уже за несколько оборотов спираль растянется, что плотность ее будет все уменьшаться и что, наконец, спираль растворится в галактическом диске. Значит, для поддержания спирального узора необходим механизм генерации. Мощность этого генератора должна быть такой, чтобы за один оборот галактического диска полностью восстановить спиральный узор. В таком случае, однако, спиральные рукава должны состоять только из молодых звезд, возраст которых сравним со временем одного оборота галактики, т. е. $\sim 10^8$ лет, что противоречит наблюдательным данным. Изложенная выше «материальная» регенеративная гипотеза спиралей Гольдрейха и ЛинденБелла¹ в настоящее время не имеет сторонников.

Значительно большей популярностью пользуется высказанная Линдбладом² и развитая Линем и Шу³ идея отождествления спиральных рукавов с волнами плот-

ности звездного «газа». Поскольку в реальной системе существует диссипация и, кроме того, волновые пакеты могут сноситься в радиальном направлении⁴, для поддержания спирального узора необходим генератор спиральных волн плотности. В монографии⁵ подробно обсуждаются предположенные Линем и другими авторами механизмы генерации волн плотности: джинсовская неустойчивость на периферии⁶ и в центральной

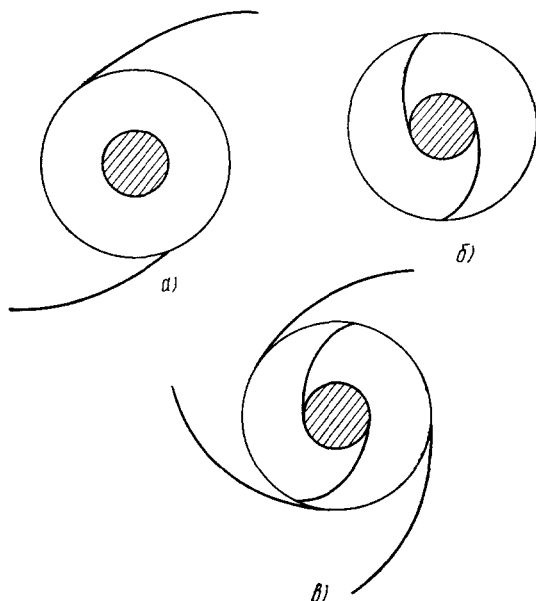


Рис. 2.



Рис. 3.

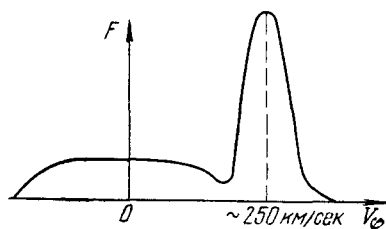


Рис. 4.

части галактического диска³, вращающийся бар в центре галактики⁷. Однако попытка объяснить образование многорукавной и многоярусной структуры (рис. 2) с помощью таких механизмов наталкивается на существенные трудности.

Кроме джинсовской неустойчивости, в центральной области Галактики может развиваться другая разновидность гравитационной неустойчивости — желобковая⁸, необходимое условие которой выполняется благодаря «колоколообразному» распределению водорода в плоскости Галактики (рис. 3). В солнечной окрестности Галактики функция распределения звезд по скоростям, представленная на рис. 4, имеет «пучковый» вид, что, следовательно, может служить причиной для развития еще одной разновидности гравитационных неустойчивостей — пучковой⁹.

Анализируя различные механизмы генерации волн плотности, нельзя не заметить, что образование спиралей во вращающейся среде не является специфическим свойством лишь гравитирующей среды и поэтому не обязано быть связанным только с джинсовской неустойчивостью и гравитационным взаимодействием. Действительно, довольно часто в повседневной жизни мы наблюдаем образование спиралей во вращающейся жидкости, фотографии со спутников дают нам прекрасные картины образования спиралей в газе (циклоны и антициклоны).

Распределение основных параметров в спиральных галактиках таково, что они допускают генерацию тех самых гидродинамических неустойчивостей, которые могут происходить во вращающейся негравитирующей сплошной среде.

Так, в кривой вращения туманности Андромеды Рубин и Фордом¹⁰ была замечена область с резким перепадом скорости (рис. 5), что может быть вызвано резким краем плоского балджа. В такой области может развиваться неустойчивость Кельвина — Гельмгольца⁸.

Из цикла наших работ следует, что неджинсовские неустойчивости в качестве генератора спиральной структуры имеют два существенных преимущества по сравнению с джинсовскими неустойчивостями.

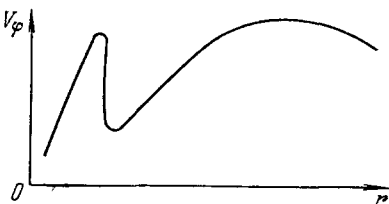


Рис. 5.

1) Автоматически устраняется несоответствие между длиной волны Джинса и расстоянием между спиральными рукавами, поскольку минимальная длина волны возмущения определяется теперь только толщиной галактического диска.

2) Снимается ограничение на величину дисперсии скоростей звезд и облаков газа сверху; более того, с увеличением дисперсии инкременты гидродинамических неустойчивостей растут, поскольку среда с ростом дисперсии скоростей стремится по своим свойствам к несжимаемой жидкости (у которой дисперсия бесконечно велика).

Гидродинамический механизм генерации спиральных рукавов позволяет в принципе моделировать процесс образования спиралей во вращающейся системе гравитационно невзаимодействующей среды, поскольку было показано⁸, что гравитационные

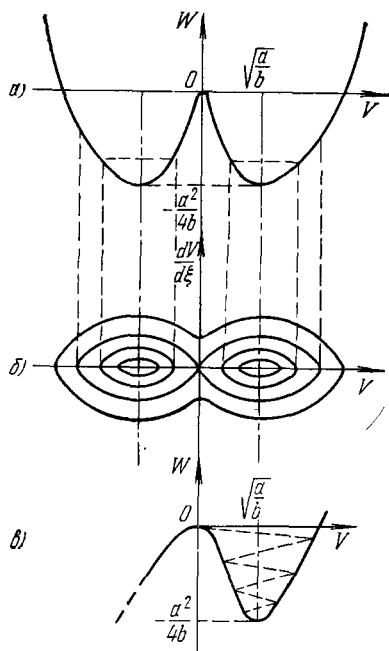


Рис. 6.

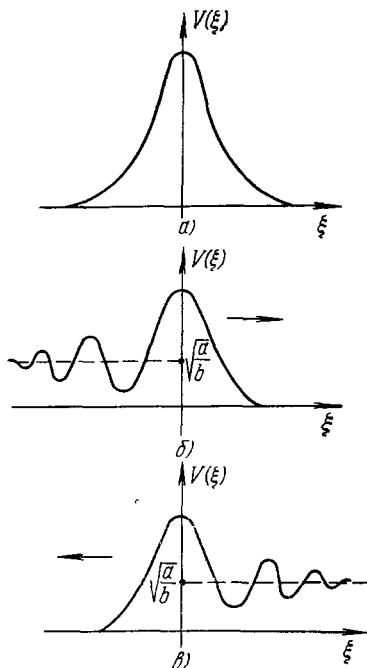


Рис. 7.

эффекты малы по сравнению с гидродинамическим как $(\lambda/\lambda_{\text{дж}})^2$, где λ — длина волны возмущения, $\lambda_{\text{дж}}$ — джинсовская длина волны. На установившейся вращающейся плазме ВП-1 мы получаем снимки двух-, трех-, четырех- и пятиспиральных рукавов¹¹.

Объяснение многоруковости спиральной структуры галактик может состоять в том, что в различных областях по r диска существуют различные условия для предпочтительного развития той или иной неустойчивости. Каждая из этих неустойчивостей характеризуется своей зависимостью максимального инкремента от номера азимутальной моды m , что и приводит к различным видам спиральной структуры в разных областях системы.

Линь, Юань и Шу¹² утверждают, что дисперсионные свойства спиральной волны плотности в равной степени определяются газовой и звездной компонентами. Однако плотность газа в спиральных рукавах в несколько раз превосходит плотность фонового газа. Последнее означает, что, по крайней мере по отношению к газовой компоненте, необходимо пользоваться выводами нелинейной теории.

Нелинейная теория волн плотности в газовой составляющей была развита в наших работах^{5, 13, 14}. Там же была высказана гипотеза (см. также¹⁵) о представлении спиральных волн плотности в виде движущихся солитонов. По определению солитон — есть нелинейная стационарная волна плотности. Именно так и представляется нам из наблюдений спиральный рукав.

Как оказалось¹³, уравнение для волн плотности конечной амплитуды гравитирующего диска представляет собой уравнение типа Дюффинга для нелинейного осциллятора¹⁶. На рис. 6, а, б изображены эффективная потенциальная энергия $W(V)$ и фазовая плоскость уравнения Дюффинга в отсутствие диссипации. Солитону (рис. 7, а) соответствуют сепаратриса (см. рис. 6, б), разделяющая два типа периодических решений. На рис. 6, а солитону отвечает «колебательный уровень энергии», расположенный

на высоте $V = 0$. Если теперь учесть диссипацию, то солитон превращается в ударную волну с осциллирующим фронтом (рис. 7, б, в) ¹⁷. На рис. 7, в этому решению соответствует «падение частиц в яму». На ударном фронте происходит интенсивное звездообразование из уплотненного газа. Стимулировать звездообразование может, в частности, взрывная неустойчивость ⁴.

К упомянутой выше задаче ^{5, 13, 14} о нелинейных волнах в газовом диске может быть сведена задача о нелинейных волнах в звездном эллипсоиде ¹⁸ с помощью метода Чу, Гольдбергера, Лоу для замагниченной плазмы ¹⁹. В дрейфовом приближении для модели бесстолкновительного звездного эллипсоида получены уравнения анизотропной гидродинамики, решая которые аналогично ^{5, 13, 14}, приходим к существованию в звездном эллипсоиде солитонов, взрывной неустойчивости и бесстолкновительных ударных волн ¹⁸. Результаты работ ^{17, 18} показывают, что в газовом диске и бесстолкновительном звездном эллипсоиде ударные волны существуют в качестве самосогласованных решений исходной системы уравнений (в отличие от результатов работы Робертса ²⁰).

В работе ²¹ предсказывается существование спиральных галактик движущихся от центра солитонов в виде кольцевых структур. В настоящее время эти кольцевые структуры обнаружены в девяти ближайших спиральных галактиках ²².

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, Mon. Not. RAS 130, 125 (1965).
2. B. Lindblad, Stockholm. Obs. Ann. 20 (6) (1958); 22, 3 (1963).
3. C. C. Lin, F. H. Shu, Astrophys. J. 140, 646 (1964); Proc. Nat. Acad. Sci. USA 55, 229 (1966).
4. C. C. Lin, SIAM J. Appl. Math. 14, 876 (1966).
5. A. Тоомре, Astrophys. J. 158, 899 (1969).
6. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., «Наука», 1976.
7. C. C. Lin, in: IAU Symposium No. 38, Dordrecht, D. Reidel, 1970.
8. S. I. Feldman, C. C. Lin, Stud. Appl. Math. 52, 1 (1973).
9. А. Г. Морозов, А. М. Фридман, в кн. Динамика и эволюция звездных систем, М.—Л, ВАО, 1975, с. 238.
10. А. Г. Морозов, В. Л. Поляченко, В. Г. Файнштейн, А. М. Фридман, Астрон. ж. 53, 735 (1976).
11. А. Г. Морозов, В. Г. Файнштейн, А. М. Фридман, ДАН СССР 228, 1072 (1976).
12. А. Б. Михайловский, А. М. Фридман, ЖЭТФ 61, 457 (1971).
13. V. C. Rubin, W. K. Ford, Astrophys. J. 159, 379 (1970).
14. А. Г. Морозов, В. Г. Файнштейн, А. М. Фридман, ЖЭТФ 72, 1249 (1976).
15. C. C. Lin, C. C. Yuan, F. H. Shu, Astrophys. J. 155, 721 (1969).
16. А. М. Фридман, Доклад на Всесоюзной конференции по плазменной астрофизике, Иркутск, 1976.
17. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, Астрон. ж. (1977); Письма ЖЭТФ 26, 129 (1977).
18. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, ibid., с. 341.
19. С. А. Каплан, К. В. Ходатаев, В. Н. Цытович, Письма Астрон. ж. 3, 13 (1977).
20. Н. Н. Моисеев, Асимптотические методы нелинейной механики, М., «Наука», 1969.
21. А. М. Фридман, Письма Астрон. ж. 28 (1977).
22. А. М. Фридман, ibid. (1978).
23. G. Chew, M. Goldberger, F. Low, Proc. Roy. Soc. A236, 112 (1956).
24. W. W. Roberts, Astrophys. J. 158, 123 (1969).
25. А. М. Фридман, Письма Астрон. ж. (1978).
26. А. М. Фридман, in: IAU Symposium No. 79, Tallinn, 1977.
27. М. А. Смирнов, Б. В. Комберг, Письма Астрон. ж. (1977).
28. E. M. Berkhuijsen, Astron. and Astrophys. 57, 9 (1977).
29. S. Hayakawa, K. Ito, T. Matsumoto, K. Uyama, ibid. 58, 325 (1977).

[535 36+538.22] (048)

А. С. Боровик-Романов, Н. М. Крейнс, В. Г. Жотиков. Рассеяние света на тепловых и возбужденных СВЧ магнонах в антиферромагнетиках. В последние годы благодаря разработке конструкции контрастного многопроходного интерферометра Фабри — Перо ¹ начались интенсивные исследования рассеяния света на магнонах малых энергий. Соответственно эти

эксперименты следует назвать одномагнитным рассеянием Мандельштама — Бриллюэна (ОМБР). В настоящем докладе дается обзор экспериментальных работ, в которых изучалось рассеяние света на низкочастотных магнонах в двух антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом: FeVO_3 ² и CoCO_3 ³⁻⁶. Рассеяние в FeVO_3 обусловлено сильным эффектом Фарадея, а в CoCO_3 столь же сильным магнитным двуупреждением.

При исследовании спектра тепловых магнонов метод ОМБР имеет ряд преимуществ по сравнению с методом неупругого рассеяния нейтронов. Предметом изучения в методе ОМБР являются магноны, в энергию которых примерно равные вклады дают взаимодействие спиновой системы с внешним магнитным полем, обменное взаимодействие и диполь-дипольное взаимодействие спиновых волн. Полученные нами впервые экспериментальные данные по диполь-дипольной энергии спиновых волн в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом (27 Гц для CoCO_3) оказались в хорошем согласии с предсказанием Барьяхтара

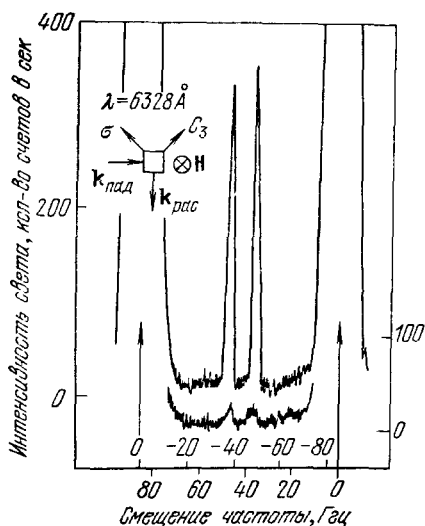


Рис. 1. Спектр рассеяния света под 90° в CoCO_3 на распространяющихся вдоль оси $z(C_3)$ тепловых магнонах (нижняя кривая) и магнонах, возбужденных АФМР на частоте ≈ 36 Гц (верхняя кривая).

Геометрия эксперимента указана на рисунке.

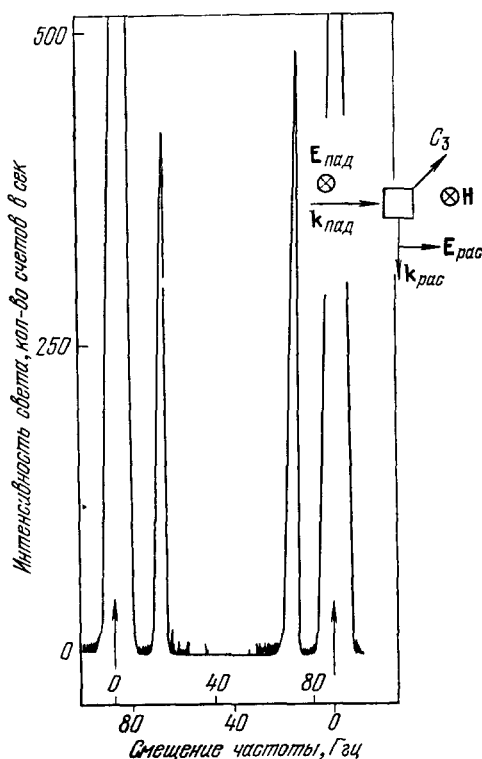


Рис. 2. Спектр рассеяния света в CoCO_3 на параметрически возбужденных магнонах ($\nu = 17,7$ Гц), распространяющихся вдоль оси $z(C_3)$ при подаче СВЧ мощности (~ 500 Мвт) с $\nu = 35,4$ Гц.

Геометрия эксперимента указана на рисунке.

и др.⁶. Определена скорость спиновых волн, распространяющихся вдоль оси C_3 (13,5 км/сек для FeVO_3 и 3,3 км/сек для CoCO_3) и перпендикулярно оси (11,2 км/сек для FeVO_3 и 4,3 км/сек для CoCO_3).

Остановимся на результатах экспериментов по изучению процессов релаксации спиновых волн в CoCO_3 оптическими методами^{3, 4, 7}. При возбуждении антиферромагнитного резонанса (АФМР) энергия из однородных колебаний спинов (магноны с $k = 0$) за очень короткое время ($\approx 10^{-9}$ сек) путем упругого рассеяния на неоднородностях переходит в магноны с волновым вектором $\sim 10^4 - 10^6$ см⁻¹. Время жизни магнонов с $k \neq 0$ оказалось на три порядка большим ($\approx 10^{-6}$ сек). Таким образом, в системе магнонов имеет место так называемый эффект «узкого горла», приводящий к тому, что при возбуждении в образце АФМР число магнонов с $k \neq 0$ и частотой, равной частоте подаваемой СВЧ мощности, в несколько десятков раз больше (при поглощенной СВЧ мощности ~ 5 Мвт), чем должно быть при полной термализации системы магнонов. Этот вывод подтверждается результатами, представленными на рис. 1.

Наконец, опишем эксперименты по наблюдению рассеяния на параметрически возбужденных магнонах⁵. Известно, что при достаточных уровнях мощности один СВЧ фотон может родить два магнона с противоположными значениями волнового вектора и с частотой, равной половине частоты фотона⁸. До настоящего времени параметрическое возбуждение наблюдалось в антиферромагнетиках только при параллельной накачке и в соединениях, содержащих ионы марганца (см.⁹). В работе⁵ были обнаружены интенсивные пики (рис. 2), соответствующие параметрически рожденным магноном с $k \parallel k_z$ и частотой, равной $17,7 \text{ ГГц}$, при подаче на образец большой ($>100 \text{ Мвт}$) СВЧ мощности на частоте $35,4 \text{ ГГц}$. Такой интенсивный пик наблюдался только при узком диапазоне полей $\pm 10 \text{ э}$. При изучении рассеяния от квазичастиц, распространяющихся в направлении магнитного поля в базисной плоскости, были также обнаружены пики на частоте, равной половине СВЧ. Однако в этом случае положение пиков практически не зависело от магнитного поля. Их частота и поляризационные условия наблюдения дают основание предполагать, что в этом случае наблюдалась параметрическая раскачка фононов посредством магнитоупругого взаимодействия со спиновой системой.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Sandercock, in: Proc. 2nd Intern. Conference on Light Scattering in Solids, Ed. M. Balkanski, Paris, Flammarion, p. 1.
2. W. Jantz, J. R. Sandercock, W. Wettleing, J. Phys. C9, 2229 (1976).
3. А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнс, А. А. Панков, Письма ЖЭТФ 23, 705 (1976).
4. А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнс, А. А. Панков, *ibid.* 24, 233; Physica B/C 86/88, 1275 (1977).
5. В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнс, Письма ЖЭТФ 26, 496 (1977).
6. В. Г. Барьяхтар, М. А., Савченко, В. В. Тарасенко, ЖЭТФ 49, 1631 (1966).
7. А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнс, А. А. Панков, ЖЭТФ 70, 1924 (1976).
8. R. W. Damon, in: Magnetism, v. 1, Ed. G. T. Rado and H. Suhl, N. Y., Academic Press, 1963, p. 522.
9. L. A. Prozorova, В. Ya. Kotyuzhanski, Physica, B/C 86/88, 1061 (1977).

539.126.33(048)

В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин. Рентгеновские спектры отрицательных мюонов в химических соединениях. Из опытов по изучению испускания рентгеновских лучей при каскадных переходах электронов в атомах было известно, что влияние химической связи на интенсивность различных линий одной или разных серий определенного элемента ничтожно¹. Энергии мюонных уровней в атоме в двести раз больше электронных при одинаковых значениях соответствующих квантовых чисел. Мюонные орбиты с главным квантовым числом менее 14 лежат под электронной оболочкой. Отсюда делался правдоподобный вывод, что влияния химической связи на каскадные переходы отрицательных мюонов в атоме с испусканием жестких рентгеновских квантов тем более не должно быть.

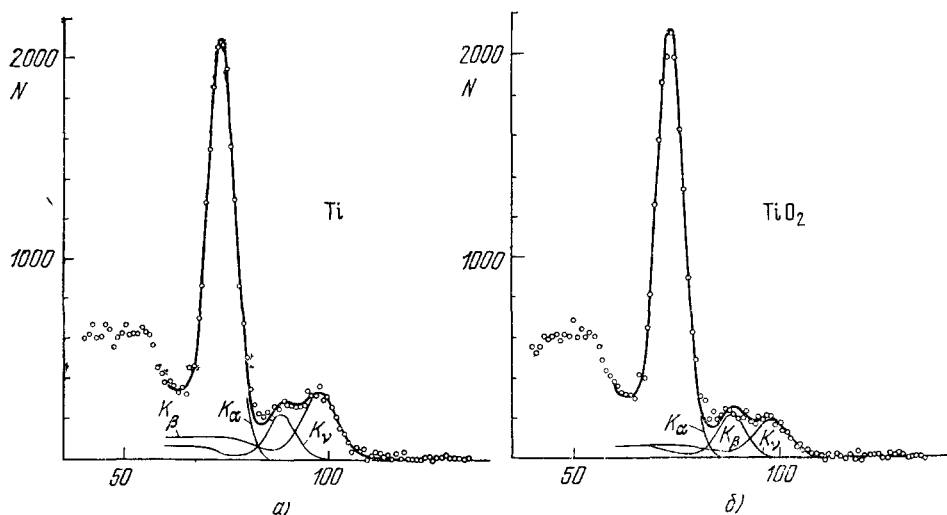
Сам по себе факт регистрации характеристического излучения отрицательных мюонов — явление довольно обыденное. Однако при изучении атомного захвата мюонов в химических соединениях нами были установлены довольно сложные и неожиданные закономерности².

Главный итог работы заключался в том, что вероятность атомного захвата мюонов сильно зависит от химического состава образца. В этих опытах измерялась абсолютная интенсивность рентгеновского излучения на акт остановки мюона. Внимательное сопоставление полученных характеристик спектров чистых элементов и их химических соединений заставило нас усомниться в неизменности структуры спектров.

В 1965 г. нами были закончены первые специально поставленные опыты по исследованию структуры *K*-мезорентгеновской серии при атомном захвате отрицательных мюонов в хrome, ванадии и их оксидах³. В этих опытах нами было установлено неизвестное ранее явление, заключающееся в том, что относительная интенсивность линий *K*-серии чистого элемента существенно (1,4 раза) изменяется при его вступлении в химическую связь с другим элементом.

В 1966 г. повторные измерения с измененной аппаратурой, в лучших условиях и на большей статистике полностью подтвердили полученные ранее результаты⁴ (см. рисунок).

Установленное явление качественно может быть понято в рамках теории больших мезомолекул, развитой Пономаревым⁵. В соответствии с этой теорией определенная доля остановившихся в веществе мюонов первоначально захватывается на один из стационарных уровней, общий для всей молекулы. Дальнейшая судьба мюона обусловлена многими возможными причинами. Наиболее заметную роль будут играть радиационные переходы. Поскольку вероятность радиационных переходов пропорциональна кубу энергии перехода, а запрет по орбитальному моменту снимается из-за нарушения центральной симметрии в системе молекулы, то это должно привести к интенсивному испусканию рентгеновских квантов большой энергии (переходы непосредственно в основное состояние мезоатома). После вступления элемента в химическую связь изменится вес общемолекулярных уровней. Это приведет к изменению картины каскадных



Рентгеновские спектры K -серии титана при атомном захвате отрицательных мюонов в чистом металле (а) и его окисле (б).

переходов мюонов и, в конечном итоге, к изменению относительной интенсивности испускания различных линий одной серии.

Существенно позднее в разных лабораториях мира были выполнены работы, в которых содержится прямое подтверждение правильности установленных нами ранее явлений⁶⁻⁹. Более того, измерения с пионами^{8,9} выявили большую общность открытого явления.

В этих работах признается приоритет проведенных нами исследований. В настоящее время более глубокое изучение открытых закономерностей составляет существенную роль научной программы всех новых ускорителей типа «мезонных фабрик»¹⁰.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. А. Либхавски и др., Применение поглощения и испускания рентгеновских лучей, М., «Металлургия», 1964.
2. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, ЯФ 2, 859 (1965).
3. В. Г. Зинов, А. Д. Конин, А. И. Мухин, Препринт ОИЯИ Р-2039, Дубна, 1965.
4. В. Г. Зинов, А. Л. Конин, А. И. Мухин, Р. В. Полякова, ЯФ 5, 591 (1967).
5. Л. И. Пономарев, ЯФ 2, 223 (1965).
6. D. Kessler et al., Phys. Rev. Lett. 18, 1179 (1967).
7. H. Daniel et al., Phys. Lett. B26, 281 (1968).
8. Tauscher et al., ibid. A27, 581.
9. G. A. Grin, R. Kunselman, Phys. Lett. B31, 116 (1970).
10. J. D. Knight et al., Mesic Chemistry Research Planned at LAMPF, Доклад на IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 7—11 сентября 1971 г.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(30 ноября — 1 декабря 1977 г.)

30 ноября и 1 декабря 1977 г. состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. А. Ф. Андреев. Магнитные свойства неупорядоченных сред.
 2. Е. П. Башкин, А. Э. Мейерович. Растворы $\text{Ne}^3 - \text{HeII}$ в магнитном поле.
 3. А. Е. Чудаков. Большой подземный сцинтилляционный телескоп ИЯИ АН СССР.
 4. Г. Т. Зацепин. Перспективы нейтринной астрономии.
- Ниже публикуется краткое содержание двух докладов.

538.22(048)

А. Ф. Андреев. Магнитные свойства неупорядоченных сред. Доклад посвящен макроскопическому анализу магнитных свойств пространственно-неупорядоченных сред, т. е. систем, в которых пространственное распределение магнитных атомов в среднем однородно и изотропно. Речь при этом идет либо об аморфных веществах, содержащих магнитные атомы, либо о слабых растворах магнитных атомов в немагнитных кристаллах. Мы будем предполагать, что возникновение той или иной магнитной структуры в рассматриваемых веществах обусловлено в основном обменными силами, значительно превосходящими релятивистские взаимодействия.

Пространственно-неупорядоченная система может быть в магнитном отношении полностью упорядочена. Единственным таким случаем является полное ферромагнитное упорядочение спинов магнитных атомов. Любой другой магнитный порядок очевидным образом несовместим с пространственной неупорядоченностью. Макроскопические свойства такого ферромагнетика не отличаются от свойства обычных кристаллических ферромагнетиков и описываются известным уравнением Ландау и Лифшица.

В последнее время широко исследуются (см. обзоры ^{1, 2}) неупорядоченные системы с магнитными структурами другого типа. Это, во-первых, так называемые спиновые стекла (см. ¹), в которых не только положения, но и направления спинов различных атомов хаотически распределены. Кроме того, существуют системы (см. ²), обладающие конечной спонтанной намагниченностью, величина которой, однако, при нуле температуры существенно отличается от номинальной. Состояние такого неупорядоченного ферромагнетика аналогично состоянию спинового стекла во внешнем магнитном поле. Имеется частичное (спонтанное) ферромагнитное упорядочение, наложенное на, в общем, довольно хаотическое распределение направлений спинов. Система обладает дальним порядком, описываемым вектором спонтанной намагниченности M^α (α — векторный спиновый индекс). Величина M^α определяется обычным образом через среднее значение $\langle S^\alpha \rangle = \text{const} \cdot M^\alpha$ спина одного из магнитных атомов, причем усреднение здесь проводится не только по времени (что для неупорядоченных в магнитном отношении систем недостаточно), но и по всем неупорядоченным конфигурациям.

На основе соображений симметрии, развитых в работе Марченко и автора ³, можно найти все принципиально возможные типы подобной частичной упорядоченности. Оказывается, что кроме неупорядоченного ферромагнетика существует еще единственная возможная обменная структура — неупорядоченный антиферромагнетик, характеризующийся тремя антиферромагнитными моментами M_i^α (i — пространственный векторный индекс), которые взаимно перпендикулярны: $M_i^\alpha M_k^\alpha = \delta_{ik}$. Величины M_i^α можно определить через спин-координатную двухчастичную корреляционную функцию

$$\langle S_1^\alpha (r_2 - r_1)_i \rangle = \text{const} \cdot M_i^\alpha,$$

где S_1^α , r_1 — оператор спина и координата первого атома, r_2 — координата второго магнитного атома. Одночастичное среднее значение $\langle S^\alpha \rangle$ в неупорядоченном антиферромагнетике равно нулю.

Если не учитывать слабых релятивистских взаимодействий, то неупорядоченный антиферромагнетик (как и ферромагнетик) пространственно-изотропен. В зависимости от характера релятивистских взаимодействий существуют три отличающиеся симмет-

рией фазы антиферромагнетика, одна из которых изотропна даже при учете релятивистских взаимодействий.

Поскольку спин есть псевдовектор и меняет знак при операции T отражения времени, неупорядоченный антиферромагнетик с моментами M_i^a не инвариантен относительно пространственной инверсии P и T по отдельности, но инвариантен относительно произведения PT . Если такая структура осуществляется в диэлектрике, то должен иметь место магнитоэлектрический эффект (возникновение намагниченности, пропорциональной внешнему электрическому полю), наблюдающийся, например, в кристаллическом антиферромагнетике Cr_2O_3 ⁴.

Динамические свойства неупорядоченных магнитных сред могут быть описаны макроскопически аналогично тому, как обычные аморфные тела описываются теорией упругости. Фигурирующему в теории упругости вектору пространственного смещения среды при этом аналогичен поворот всех спинов на один и тот же угол. Обменная энергия не меняется при таком повороте. Изменение энергии определяется поэтому временными и пространственными производными углов поворота, которые аналогичны скорости среды и деформации. Между теорией упругости и магнитной динамикой имеется, однако, существенная разница. В отличие от пространственных смещений, различные повороты, вообще говоря, не коммутируют между собой. Поэтому уравнения магнитной динамики нелинейны даже при малых скоростях и деформациях. В работе выведены динамические уравнения для всех трех типов неупорядоченных магнитных структур, т. е. для спинового стекла и неупорядоченных ферро- и антиферромагнетиков, с учетом внешнего магнитного поля и релятивистских взаимодействий. В случае спинового стекла полученные уравнения, если их линеаризовать и пренебречь магнитным полем и релятивистскими взаимодействиями, становятся эквивалентными уравнениям работы Гальперина и Саслова ⁵. Уравнения для неупорядоченного антиферромагнетика весьма аналогичны уравнениям ⁶, описывающим спиновую динамику сверхтекучей B -фазы жидкого He^3 .

Динамические уравнения использованы для нахождения спектра длинноволновых низкочастотных спиновых волн и частот магнитного резонанса.

Подробное изложение работы, на которой основан доклад, публикуется в ЖЭТФ ⁷.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. A. M y d o s h, in: Magnetism and Magnetic Materials — 1974, AIP Conf. Proc. (N. Y.), No. 24, 131 (1975).
2. G. S. C a r g i l l, *ibid.*, p. 138.
3. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, ЖЭТФ 70, 1522 (1976).
4. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 37, 881 (1959).
5. Д. Н. Астров, ЖЭТФ 38, 984 (1960).
6. B. I. H a l p e r i n, W. M. S a s l o w, Preprint, 1977.
7. A. I. L e g g e t t, Rev. Mod. Phys. 47, 331 (1975).
8. К. Маки, Phys. Rev. B11, 4264 (1975).
9. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ 74(2) (1978).

539.128.53(048)

Е. П. Башкин, А. Э. Мейерович. Растворы He^3 — HeII в магнитном поле. Существующая теория ферми-жидкости описывает поведение фермионов в слабом магнитном поле $\beta H/T_F \ll 1$ (β — магнитный момент частиц, H — магнитное поле, T_F — температура вырождения), когда изменение f -функции Ландау, обусловленное появлением магнитного поля, мало вследствие малости поля H .

Последовательное исследование в произвольном магнитном поле оказалось возможным провести для незаряженной ферми-жидкости низкой плотности. Свойства таких систем, как и в отсутствие поля (см. соответствующую литературу ¹), определяются разложением по концентрации $x^{1/3}$ и, поскольку взаимодействия затравочных частиц в нерелятивистском приближении не зависят от спинов, в не слишком сильных магнитных полях задаются всего одним параметром — длиной s -рассеяния a . В сильных полях $\beta H \gtrsim T_F$ при почти полной поляризации спиновой системы существенно уже p -рассеяние.

Однородное магнитное поле не влияет на движение уединенного фермиона и на двухчастичное взаимодействие. Включение поля меняет функцию распределения частиц и, следовательно, их энергетический спектр, являющийся функционалом функции распределения.

Наиболее характерным примером изотропной ферми-жидкости низкой плотности является вырожденный раствор He^3 — HeII , в котором существенно также и взаимодействие фермионов с движущимся со скоростью v_s сверхтекучим фоном.

Найдены все члены разложения ферми-жидкостной функции раствора по $x^{1/3}$, вплоть до членов, для вычисления которых существенны эффекты запаздывания. В пер-

вом приближении [теории возмущений] полная энергия системы является билинейной формой одночастичных статистических операторов и f -функция в первом порядке по концентрации $x^{1/3}$ вообще не зависит от импульсов и совпадает со своим значением в отсутствие поля.

С помощью полученной ферми-жидкостной функции определены все термодинамические и гидродинамические характеристики раствора в магнитном поле. Так, например, спинор эффективной массы выражается, как обычно, через первые гармоники f -функции. Через компоненты эффективной массы в линейном по v_z приближении одночастичная матрица плотности и гамильтониан возмущений связаны со скоростью сверхтекучего движения. На рис. 1 приведена зависимость квадрата скорости второго звука $s_2(H)$ от магнитного поля $\mathcal{H} = 2\beta H/T_F$. При полной поляризации раствора скорость второго звука увеличивается по сравнению со своим значением $s_2(0)$ в отсутствие поля в $2^{1/3}$ раза, что связано с увеличением радиуса ферми-сферы.

Поскольку ферми-жидкостное взаимодействие примесных квазичастиц мало и

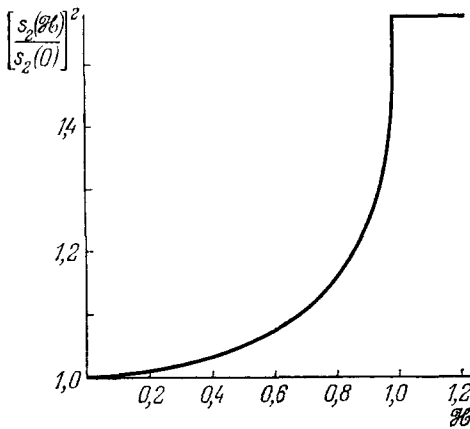


Рис. 1.

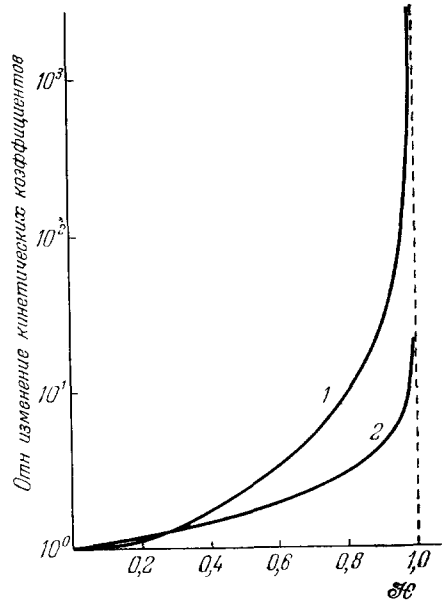


Рис. 2. Относительное изменение кинетических коэффициентов в магнитном поле: 1 — $\eta(\mathcal{H})/\eta(0)$, 2 — $\kappa(\mathcal{H})/\kappa(0)$.

$a < 0$, то в растворе могут существовать спиновые волны, а распространение волн нуль-звукового типа оказывается невозможным. В растворе может также распространяться высокочастотный первый звук $\omega t \gg 1$, который представляет собой колебания He^4 , в которых вследствие взаимодействия атомов He^3 со сверхтекучим фоном участвуют и примесные квазичастицы.

Поперечные спиновые волны не связаны с колебаниями бозефонона. Спектр таких магнонов, как и в случае обычных систем с симметрией ферромагнитного типа ², в длинноволновой области квадратичен по волновому вектору k . В сильных полях отсутствуют спиновые моды другого типа, поскольку связанные спин-звуковые волны, в которых зацеплены колебания продольной намагниченности, плотности фермионов и сверхтекучего фона, подавляются уже в очень слабых полях

$$H(a) \approx 10^7 e^{-2.29/x^{1/3}}.$$

¹ Вследствие квантовомеханической тождественности фермионов при s -рассеянии существенно только взаимодействие частиц с противоположно направленными спинами. Поэтому с увеличением магнитного поля возрастает длина свободного пробега квазичастиц со спинами, направленными вдоль H , что приводит к различным магнитокинетическим явлениям. Особенно заметно это проявляется в значительном увеличении кинетических коэффициентов (рис. 2), величина которых пропорциональна длине свободного пробега квазичастиц. При почти полной поляризации раствора $\mathcal{H} \rightarrow 1$ значения коэффициентов вязкости $\eta(\mathcal{H})$ и теплопроводности $\kappa(\mathcal{H})$ для s -рассеяния неограниченно возрастают как ($T \ll T_F$)

$$\frac{\eta(\mathcal{H})}{\eta(0)} = \frac{2^{5/3}}{5(1-\mathcal{H})^{3/2}}, \quad \frac{\kappa(\mathcal{H})}{\kappa(0)} = \frac{4}{3(1-\mathcal{H})^{1/2}}.$$

Предельные значения кинетических коэффициентов определяются уже p -рассеянием, амплитуда которого пропорциональна квадрату фермиевского импульса и в $x^{-2/3}$ раз меньше длины s -рассеяния a . При этом длина свободного пробега и соответственно кинетические коэффициенты в полях $\mathcal{E} \geq 1$ превосходят свои значения в отсутствие поля в $x^{-4/3} \gg 1$ раз. Например, вязкость раствора с концентрацией $x = 10^{-4}$ увеличивается примерно в 10^5 раз и достигает значения $10^{-2} (T_F/T^2)^2$ пуаз, что превосходит вязкость воды. Длина свободного пробега атомов He^3 в полностью поляризованном растворе с $x = 10^{-4}$ оказывается порядка $10 (T_F/T)^2$ см, и для примесных атомов осуществляется кнудсеновский режим и становится возможным наблюдение различного рода размерных эффектов. Резкое возрастание времени релаксации значительно расширяет область существования слабозатухающих высокочастотных колебаний $\omega t \gg 1$ и делает возможным распространение только крайне длинноволновых гидродинамических колебаний. Условие полной поляризации $\mathcal{E} = 1$ вырожденного раствора $T \ll T_F$ соответствует численное равенство

$$H(\kappa) = 2,6 \cdot 10^4 x^{2/3}.$$

Поле порядка 50 кэ полностью поляризует при $T = 0$ растворы с концентрацией $x \ll 10^{-4} (T_F \leq 8mK)$.

Материалы доклада направляются для опубликования в ЖЭТФ. Некоторые предварительные результаты содержатся в³.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, М., «Наука», 1971.
Б. Н. Есельсон, В. Н. Григорьев, В. Г. Иванцов, Э. Л. Рудавский, Д. Г. Саникидзе, И. А. Сербин, Растворы квантовых жидкостей He^3 — He^4 , М., «Наука», 1973.
Е. П. Башкин, Письма ЖЭТФ 25, 3 (1977); ЖЭТФ 73, 1849 (1977).
2. А. А. Абрикосов, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ 35, 771 (1958).
3. Е. П. Башкин, А. Э. Мейерович, Письма ЖЭТФ 26, 696 (1977).