

4-99-279

На правах рукописи
УДК 539.142

С-823

СТОРОЖЕНКО
Алексей Николаевич

КОЛЛЕКТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители: доктор физико-математических наук А.И. Вдовин, кандидат физико-математических наук А.И. Блохин

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Р.В. Джолос, кандидат физико-математических наук С.Е. Муравьев

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Защита диссертации состоится "___" _____ 1999г. на заседании диссертационного совета К047.01.01 при Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1999г

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук:



А.Е. ДОРОХОВ

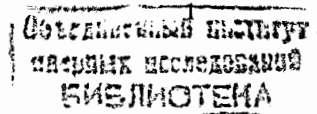
Общая характеристика работы

Актуальность темы Изучение "нагретых" ядер, т.е. ядер сильно возбужденных, но возбужденных таким образом, что их энергия возбуждения более или менее равномерно распределена по большому числу ядерных степеней свободы, имеет долгую историю. Важным событием этой истории было открытие в самом начале 80-х годов гигантских дипольных колебаний нагретых ядер. Это открытие стимулировало появление целого ряда работ, в которых разрабатывались теоретические методы пригодные для анализа и интерпретации коллективного движения нагретых конечных Ферми-систем (к каковым относятся и атомные ядра).

Большинство предложенных методов базировалось на микроскопических подходах, так как только они позволяют надеяться на внутренне согласованное описание всего многообразия свойств ядерных спектров. Однако в сильновозбужденных ядрах плотность уровней столь велика, что приходится применять статистические подходы, использующие понятие температуры T . Именно температура выступает в качестве статистической характеристики возбуждения ("нагретости") ядра. И если речь идет о колебаниях нагретой системы, то задача сводится к последовательному определению колебательных квантов - фононов, термодинамические свойства которых отражают роль когерентных эффектов.

Стандартный метод исследования конечных квантовых Ферми-систем при $T \neq 0$ - метод температурных (Мацубаровских) функций Грина. В этом формализме время выступает как мнимая величина (из-за формальной замены при вычислении S -матрицы времени t на фиктивную мнимую переменную, изменяющуюся в интервале от 0 до iT). Метод функций Грина в статистической механике разрабатывался многими авторами. В теории ядра при помощи статистических гриновских функций были получены уравнения теплового ПСФ, показана возможность существования гигантских мультипольных резонансов в нагретых ядрах, микроскопически рассчитан коэффициент увеличения плотности уровней за счет коллективного движения в высоковозбужденных ядрах.

Существуют, однако, иные статистические подходы, где время t - действительная переменная. Среди этих подходов - термополевая динамика (ТПД),



которая была построена в основных чертах в начале 70-х годов. Окончательный вариант ТПД имеет ряд преимуществ по сравнению с формализмом мацубаровских функций Грина. Так, например, ТПД в качестве рабочих инструментов использует не только технику функций Грина и диаграмм Фейнмана, но и операторные преобразования, а также концепцию зависящего от температуры вакуума. Температурные эффекты возникают в ТПД последовательным образом через зависящие от температуры вершины, что удобно для построения различных приближений. Благодаря этому в рамках ТПД достаточно просто обобщить на случай $T \neq 0$ приближения теории многих тел, хорошо работающие при нулевой температуре. Так в рамках ТПД уже рассматривались

- тепловое ПСФ;
- бозонные разложения при $T \neq 0$;
- тепловое ППСФ;
- КФМ при $T \neq 0$;
- вторичное (second) ТПСФ.

Между тем в процессе изучения слабо возбужденных (или "холодных") атомных ядер были построены приближения, в рамках которых, сохраняя ту же сложность модельных волновых функций системы, что и в ПСФ, удалось учесть ряд новых эффектов. К числу таких приближений относится, например, самосогласованное ПСФ (ССПСФ), предложенное П. Шуком в конце 80-х годов. Представляется актуальным и интересным построение столь же общего варианта ПСФ, как ССПСФ, и для нагретых конечных Ферми - систем.

Примером коллективного движения большой амплитуды в нагретом ядре является изменение его формы, ведущее к делению. Вероятность деления анализируют, рассматривая прохождение ядра через так называемые делительные каналы. Спектр каналов должен обладать структурой вращательной полосы с квантовыми числами, которые определяются симметрией деформации в седловой точке. Квантовые числа, которые различают каналы, охватывают как вибрационные, так и квазичастичные типы возбуждений.

Уникальным инструментом для изучения процесса деления является - фотоделение. Это связано с тем, что фотоделение затрагивает через малое число делительных каналов, а это позволяет их разделить и изучать по отдельности.

Центральным местом в описании подбарьерного фотоделения на языке много-горбого барьера является вычисление его проницаемости, дающее информацию о форме и параметрах потенциального барьера деления. Для вычисления вероятности туннелирования делящихся составных ядер сквозь барьер используются три основных метода: квазиклассическое приближение или метод Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна; численное решение уравнения Шредингера, описывающего процесс туннелирования, и точный расчет, если форма барьера аппроксимируется кривыми, для которых уравнение Шредингера допускает точное решение.

Проведенные в последние годы прецизионные измерения фотоделения ядер ^{232}Th , ^{234}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu в широком диапазоне энергий (5-11 МэВ), уточнившие и дополнившие более ранние измерения, выявили существование сложной резонансной структуры сечения фотоделения в подбарьерной области, что потребовало нового осмысления и теоретической интерпретации.

Цель работы - обобщение приближений, выходящих за рамки ПСФ, на случай сильно возбужденных ("нагретых") ядер; разработка метода вычисления проницаемости дву(трех)горбого барьера деления, с целью интерпретации новых экспериментальных данных по фотоделению четно-четных ядер из области актинидов.

Научная новизна и практическая ценность

- 1) Используя формализм ТПД, сформулировано обобщенное тепловое ПСФ (ОТПСФ). В сравнении со стандартным тепловым ПСФ учтены следующие эффекты: взаимное влияние коллективных и хартри - фоковских переменных и изменение из-за этого взаимодействия тепловых чисел заполнения; наличие в тепловом вакууме нагретой системы некоторого количества тепловых квазичастиц; некоторые новые двухчастичные корреляции в уравнениях движения. Предложен новый способ оценки числа тепловых квазичастиц в основном состоянии нагретой системы, основанный на методе оператора числа частиц.
- 2) Точность и область применимости ряда приближений теории многих тел при $T \neq 0$ (ТПХФ, ТПСФ, ТППСФ и ОТПСФ) исследованы на примере двухуровневой

$SU(2)_{\text{LMG}}$ модели, для которой известно точное решение. Построен большой термодинамический потенциал модели, а также его различные приближенные версии.

- 3) Предложен метод вычисления проницаемости дву(трех)горбого барьера деления, включающий как численное решение уравнения Шредингера, так и квазиклассическое приближение при оценке процесса поглощения части проходящего через барьер потока. С его помощью проанализированы детальные экспериментальные данные по фотоделению четно-четных актинидов

На защиту выдвигаются следующие результаты

1. Построено обобщенное тепловое ПСФ, которое содержит как частные случаи теплового перенормированное ПСФ и теплового самосогласованное ПСФ.
2. Точность и область применимости ОТПСФ и ТППСФ исследованы на примере $SU(2)_{\text{LMG}}$ – модели, допускающей точное решение. Показано, что ОТПСФ описывает статистические свойства $SU(2)_{\text{LMG}}$ – модели лучше, чем ТПХФ, ТПСФ и ТППСФ. Его преимущества наиболее заметны при температурах, близких к точке фазового перехода. Даже без перестройки среднего поля ОТПСФ описывает поведение внутренней энергии системы с точностью не хуже 10%.
3. Предложен метод вычисления проницаемости дву(трех)горбого барьера деления, который затем использован для теоретического анализа экспериментальных данных по фотоделению ядер ^{232}Th , ^{234}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu .
4. Дана новая трактовка поведения сечения фотоделения ядра ^{232}Th в области 5.5 МэВ и показана возможность существования третьего горба у барьера деления в ядре ^{234}U .

Апробация работы. Результаты данной диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, а также на 48-ом (1998 г.) (Москва) и 49-ом (1999) (г.Дубна) Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на 5-ом (1997 г.) и 6-ом (1998 г.) Международных семинарах по взаимодействию нейтронов с ядрами (г. Дубна), на 6-ой Международной школе “Many-Body Theory of Correlated Fermion System” (г.

Севиля, Испания, 1997 г.), на 5-ом Международном совещании по термодинамическим теориям и их применению (г. Регенсбург, Германия, 1998).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации - 88 страниц текста, включая 19 рисунков, 6 таблиц и список литературы из 104 наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы, формулируется предмет и цель диссертации, а также дается краткое описание содержания диссертации.

В первой главе кратко излагается формализм ТПД, что необходимо для адекватного понимания схемы построения обобщенного теплового приближения случайных фаз. Основная идея ТПД - сформулировать для $T \neq 0$ формализм, обладающий преимуществами квантовой теории поля, такой, в частности, чтобы среднее по большому каноническому ансамблю от некоторого оператора A при $T \neq 0$ можно было вычислять как среднее по некоторому зависящему от T состоянию $|\Psi_0(T)\rangle$ (тепловому вакууму).

Эта цель достигается в ТПД формальным удвоением числа степеней свободы системы -- введением “тильда”- состояний $|\tilde{n}\rangle$. “Тильда” - состояния - собственные состояния “тильда” гамильтониана \tilde{H} с теми же самыми собственными значениями, что и исходные состояния $|n\rangle$, то есть $\tilde{H}|\tilde{n}\rangle = E_n|\tilde{n}\rangle$. Любой оператор A , действующий в пространстве обычных состояний $|n\rangle$, имеет свой “тильда” - образ, действующий в пространстве $|\tilde{n}\rangle$ состояний. Уравнение Гейзенберга, одновременные коммутационные соотношения и другие операторные уравнения обычной квантовой теории поля вводятся в формализм ТПД при помощи операции “тильда”. В дополнение к правилам операции “тильда” в ТПД постулируется определяющее температуру так называемое условие теплового состояния.

Прямое произведение пространств обычных и "гильда"- состояний составляет полное гильбертово пространство состояний нагретой системы. В этом пространстве оператор сдвига по оси времени -- тепловой гамильтониан $H = H - \tilde{H}$. Это означает, что для изучения возбужденных состояний нагретой системы нужно диагонализировать H . Зависящий от температуры вакуум $|\Psi_0(T)\rangle$ является собственным вектором теплового гамильтониана H с нулевым собственным значением: $H |\Psi_0(T)\rangle = 0$.

Вторая глава посвящена изложению общей схемы обобщенного теплового ПСФ.

Первым шагом при разработке более сложных и последовательных подходов является, как правило приближение среднего поля. Метод среднего поля в ТПД заключается в проведении двух последовательных унитарных преобразований. Первое - преобразует исходный гамильтониан в гамильтониан некоррелированных квазичастиц, второе преобразование - тепловое преобразование Боголюбова - смешивает квазичастицы обычного и "гильда" пространств. Явный вид коэффициентов этих двух унитарных преобразований находится минимизацией модельного большого термодинамического потенциала, слагаемые которого вычисляются усреднением по зависящему от температуры вакууму тепловых квазичастиц.

Чтобы учесть остаточное взаимодействие квазичастиц, надо выйти за рамки ТПХФ: выразить полный тепловой гамильтониан системы через операторы тепловых квазичастиц β_i^+, β_i и диагонализировать его. В простейшем варианте - тепловом ПСФ - H диагонализуется в пространстве пробных функций типа тепловых фононов:

$$Q_v^* = \sum_{12} (\psi_{12}^* A_{12}^* - \varphi_{12}^* A_{12}) = \sum_{12} (\psi_{12}^* \tilde{\beta}_1^+ \beta_2^* - \varphi_{12}^* \tilde{\beta}_2 \beta_1),$$

причем за основные состояния нагретой системы принимается вакуум тепловых фононов. Кроме того, сами фононы в ТПСФ считаются бозонами. На языке метода уравнений движения Д. Роу ТПСФ означает, что в уравнениях движения усреднение ведется по вакууму тепловых квазичастиц (т.е. вакууму ТПХФ). В этом смысле уравнения ТПХФ и ТПСФ согласованы, а кроме того они взаимно независимы.

Однако уравнения движения для тепловых фононов допускают ряд существенных уточнений. Первое из них - был последовательный учет действия принципа Паули в вакууме тепловых фононов, или, другими словами, отказ от

предположения об отсутствии в нем тепловых квазичастиц. Второе - учет в гамильтониане H слагаемых типа $B_{12} B_{34} = \beta_1^+ \beta_2 \beta_3^+ \beta_4$. Эти уточнения в конечном счете основаны на том, что в уравнениях движения для фононов усреднение проводится по вакууму тепловых фононов, причем этот вакуум таков, что $\langle |B_{12}| \rangle = q_1 \delta_{12}$, где $q_1 - c$ - число.

Чтобы получить уравнение для числа тепловых квазичастиц q_1 в тепловом фононном вакууме, мы модифицировали известный метод "оператора числа частиц". Его результат обобщает известное уравнение для q_1 , полученное в тепловом перенормированном ПСФ с использованием явного вида волновой функции теплового фононного вакуума.

В первом приближении более точные уравнения движения для операторов Q^+ могут использоваться вместе с уравнениями ТПХФ, независимо определяющими одночастичный базис и тепловые числа заполнения. Но такая схема уже не вполне последовательна. Отказ от стандартного предположения ТПСФ $q_1 = 0$ приводит к тому, что уравнения ТПХФ и уравнения движения оказываются связанными. Поэтому предлагается более последовательное приближение. Его основной момент заключается в том, что в уравнениях ТПХФ фигурирует модельный термодинамический потенциал, в котором усреднение проводится по теплового фононному вакууму. При этом соответствующие матричные элементы следует вычислять с той же точностью, что и в уравнениях движения. Связь коллективных и ХФ переменных будет изменять ХФ базис, а значит и температурную составляющую квазичастичных чисел заполнения n_k , т.е. коэффициенты теплового преобразования Боголюбова.

В результате получается замкнутая система зацепляющихся нелинейных уравнений, которая определяет самосогласованным образом не только зависимость среднего поля и параметров коллективных возбуждений от температуры, но и самосогласованную связь одночастичного и коллективного движения.

В третьей главе исследовано влияние поправок к теплового ПСФ на термодинамические свойства $SU(2)_{\text{LMG}}$ модели.

В первом параграфе описаны построение точного решения $SU(2)_{\text{LMG}}$ модели при нулевой температуре и способ расчета точной статистической суммы большого канонического ансамбля для нее.

$SU(2)_{\text{LMG}}$ модели, для которой известно точное решение. Построен большой термодинамический потенциал модели, а также его различные приближенные версии.

- 3) Предложен метод вычисления проницаемости дву(трех)горбого барьера деления, включающий как численное решение уравнения Шредингера, так и квазиклассическое приближение при оценке процесса поглощения части проходящего через барьер потока. С его помощью проанализированы детальные экспериментальные данные по фотоделению четно-четных актинидов

На защиту выдвигаются следующие результаты

1. Построено обобщенное тепловое ПСФ, которое содержит как частные случаи теплового перенормированное ПСФ и теплового самосогласованное ПСФ.
2. Точность и область применимости ОТПСФ и ТППСФ исследованы на примере $SU(2)_{\text{LMG}}$ – модели, допускающей точное решение. Показано, что ОТПСФ описывает статистические свойства $SU(2)_{\text{LMG}}$ – модели лучше, чем ТПХФ, ТПСФ и ТППСФ. Его преимущества наиболее заметны при температурах, близких к точке фазового перехода. Даже без перестройки среднего поля ОТПСФ описывает поведение внутренней энергии системы с точностью не хуже 10%.
3. Предложен метод вычисления проницаемости дву(трех)горбого барьера деления, который затем использован для теоретического анализа экспериментальных данных по фотоделению ядер ^{232}Th , ^{234}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu .
4. Дана новая трактовка поведения сечения фотоделения ядра ^{232}Th в области 5.5 МэВ и показана возможность существования третьего горба у барьера деления в ядре ^{234}U .

Апробация работы. Результаты данной диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, а также на 48-ом (1998 г.) (Москва) и 49-ом (1999) (г.Дубна) Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на 5-ом (1997 г.) и 6-ом (1998 г.) Международных семинарах по взаимодействию нейтронов с ядрами (г. Дубна), на 6-ой Международной школе “Many-Body Theory of Correlated Fermion System” (г.

Севиля, Испания, 1997 г.), на 5-ом Международном совещании по термодинамическим теориям и их применению (г. Регенсбург, Германия, 1998).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации - 88 страниц текста, включая 19 рисунков, 6 таблиц и список литературы из 104 наименований.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы, формулируется предмет и цель диссертации, а также дается краткое описание содержания диссертации.

В первой главе кратко излагается формализм ТПД, что необходимо для адекватного понимания схемы построения обобщенного теплового приближения случайных фаз. Основная идея ТПД - сформулировать для $T \neq 0$ формализм, обладающий преимуществами квантовой теории поля, такой, в частности, чтобы среднее по большому каноническому ансамблю от некоторого оператора A при $T \neq 0$ можно было вычислять как среднее по некоторому зависящему от T состоянию $|\Psi_0(T)\rangle$ (тепловому вакууму).

Эта цель достигается в ТПД формальным удвоением числа степеней свободы системы -- введением “тильда”- состояний $|\tilde{n}\rangle$. “Тильда” - состояния - собственные состояния “тильда” гамильтониана \tilde{H} с теми же самыми собственными значениями, что и исходные состояния $|n\rangle$, то есть $\tilde{H}|\tilde{n}\rangle = E_n|\tilde{n}\rangle$. Любой оператор A , действующий в пространстве обычных состояний $|n\rangle$, имеет свой “тильда” - образ, действующий в пространстве $|\tilde{n}\rangle$ состояний. Уравнение Гейзенберга, одновременные коммутационные соотношения и другие операторные уравнения обычной квантовой теории поля вводятся в формализм ТПД при помощи операции “тильда”. В дополнение к правилам операции “тильда” в ТПД постулируется определяющее температуру так называемое условие теплового состояния.

Второй параграф посвящен изучению влияния корреляций в зависящем от температуры основном состоянии системы на ее термодинамические свойства. В частности, рассчитаны энергия основного состояния, теплоемкость системы, флуктуация числа частиц и некоторые другие характеристики в рамках теплового перенормированного ПСФ. Проведено сравнение с результатами точного расчета, а также с тепловым приближением Хартри-Фока и тепловым ПСФ.

В третьем параграфе получена система нелинейных уравнений обобщенного теплового ПСФ для $SU(2)_{LMG}$ модели. Проведено сравнение результатов расчетов в ОТПСФ с точным решением и с другими приближениями теории многих тел (ТПХФ, ТПСФ и ТППСФ). Показано, что по мере усложнения используемого приближения результаты приближаются к точному расчету. Преимущества ОТПСФ наиболее заметны при температурах, близких к точке фазового перехода, на существование которого указывают все приближенные методы. При этом температура фазового перехода понижается по мере усложнения используемого приближения. Если же в точке фазового перехода не переходить в другую фазу, а оставаться в прежней, то результаты ОТПСФ оказываются наиболее адекватными реальному поведению исследуемой системы (в которой, конечно, фазовый переход не наблюдается) и различие между точным расчетом и ОТПСФ не превышает 10%.

Четвертая глава посвящена изучению некоторых вопросов теории деления.

В первом параграфе кратко изложена методика канального анализа экспериментальных данных по фотоделению некоторых ядер области актинидов, которые в дальнейшем анализируются и интерпретируются с точки зрения теории.

Во втором параграфе описан теоретический метод, используемый для расчета подбарьерного сечения фотоделения. В частности, описана процедура расчета проницаемости в радиационном канале. Предложен комбинированный метод вычисления проницаемости как двугорбого, так и трехгорбого барьеров деления, включающий как численное решение уравнения Шредингера, так и квазиклассическое приближение для оценки процесса поглощения части проходящего через барьер потока, который моделирует процесс взаимодействия делительной моды с другими степенями свободы делящегося ядра.

В третьем параграфе проанализированы новые экспериментальные данные по фотоделению четно-четных актинидов (^{232}Th , ^{234}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu) и найдены

соответствующие характеристики барьеров деления. Полученные параметры барьеров сравниваются с аналогичными характеристиками, полученными при анализе других экспериментальных данных. Предложено объяснение хода сечения фотоделения ^{232}Th в области 5.5 МэВ и показана возможность существования третьего горба барьера деления в ^{234}U .

В заключении сформулированы основные результаты диссертации, которые представляются к защите.

Результаты диссертации опубликованы в работах

1. Storozhenko A.N., Soldatov A.S., Ignatyuk A.V., Blokhin A.I.,
Theoretical investigation of the subbarrier photofission of Th-232
Proc. V Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Dubna, 1997),
E3-97-213, p.155.
2. Storozhenko A.N., Vdovin A.I., Kosov D.S.,
A new approximation to treat collective vibrations in hot nuclei
Proc. VI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (Dubna, 1998),
E3-98-202, p.139
3. Солдатов А.С., Игнатюк А.В., Блохин А.И., Стороженко А.Н.,
Сечение фотоделения ^{234}U в области энергий 5-9 МэВ
ЯФ, 61(1998), с.1427.
4. Storozhenko A.N., Vdovin A.I.,
Approximate methods of finite temperature many-body theory with the Lipkin-Meshkov-Glick model
Сообщение ОИЯИ, Е4-98-170, Дубна (1998).
5. Vdovin A.I., Storozhenko A.N.,
Effect of thermal ground state correlations on the statistical properties of the Lipkin model
Europhysical J., A5 (1999), p. 263.
6. Вдовин А.И., Стороженко А.Н., Косов Д.С.,
Модель Липкина-Мешкова-Глика при конечной температуре
ЯФ. 1999. 62. с.63.

7. Стороженко А.Н., Вдовин А.И., Косов Д.С.
Схематическая оболочечная модель ядра при ненулевой температуре
Изв. РАН (сер. физ.), 63 (1999), с. 114.
8. Стороженко А.Н., Вдовин А.И.,
Generalization of thermal RPA
Preprint JINR, E4-99-91, Dubna (1999) (будет опубликовано в Трудах
Международной конференции "Ядерные оболочки - 50 лет" (Дубна, апрель
1999 г.)).
9. Стороженко А.Н., Вдовин А.И.,
Обобщенное тепловое ПСФ с моделью Липкина
Сообщение ОИЯИ, P4-99-234 (1999), Дубна (1999) (будет опубликовано в
Трудах XIII Международной школы по ядерной физике, нейтронной физике и
ядерной энергии (Варна, Болгария, сентябрь - октябрь 1999 г.)).
10. Солдатов А.С., Игнатюк А.В., Блохин А.И., Стороженко А.Н.,
Фотоделение ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu в области энергий 5-10 МэВ
принято в ЯФ (январь, 2000 г.).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1999 года.