Mnogourovnevoe makroskopicheskoe kvantovoe tunnelirovanie

kogerentnost′ i dissipat︠s︡ii︠a︡

Dekker, H.

Publication date
2011

Document Version
Author accepted manuscript

Published in
Upravli︠a︡emoe dissipativnoe tunnelirovanie

УПРАВЛЯЕМОЕ ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ

Посвящается памяти

Анатолия Ивановича Ларкина

Под редакцией Э.Дж. Леггетта

При редакционном участии:
А.К. Арынгазина, В.А. Бендерского, Ю.И. Дахновского,
Х. Деккера (H. Dekker), В.Ч. Жуковского, В.Д. Кревчика,
К.К. Лихарева, Ю.Н. Овчинникова, М.Б. Семенова, А.И. Тернова,
К. Ямамото

Москва

2009

Анатолий Иванович Ларкин
(14.10.1932 – 4.08.2005)

Список авторов

Аверин Д.А.
Антонов Д.А.
Арынгазин А.К.
Бендерский В.А.
Веремьев В.А.
Ветошкин Е.В.
Волчихин В.И.
Гак Л.Н.
Горшков О.Н.
Грозная Е.В.
Губина С.А.
Дахновский Ю.И.
Деккер Х. (H. Dekker)
Жуковский В.Ч.
Зорин А.Б.
Ивлев Б.И.
Йорк Дж.Т.
Калдейра А.О.
Кац Е.И.
Коалсон Р.Д.
Кревчик В.Д.
Кревчик П.В.
Кудряшов Е.И.
Лапшина М.А.
Ларкин А.И.
Леггетт Э.Дж. (Нобелевский лауреат - 2003)
Лихарев К.К.
Овчинников А.А.
Овчинников Ю.Н.
Рудин В.А.
Семенов М.Б.
Семенов О.Ф.
Скибицкая Н.Ю.
Смирнов Ю.Г.
Тернов А.И.
Тромсдорф Г.П.
Фальковский Л.А.
Филатов Д.О.
Чупрунов Е.В.
Ямамото К.

УДК 539.2; 541.117

Рецензенты:
проф. *А. В. Борисов*, проф. *В.Я. Кривнов*, проф. *К.А. Матвеев*

Управляемое диссипативное туннелирование. Коллективная монография, посвященная памяти академика РАН, профессора Анатолия Ивановича Ларкина.
Под редакцией Нобелевского лауреата – 2003, проф. Э.Дж. Леггетта, при редакционном участии А.К. Арынгазина, В.А. Бендерского, Ю.И. Дахновского, Х. Деккера (H. Dekker), В.Ч. Жуковского, В.Д. Кревчика, К.К. Лихарева, Ю.Н. Овчинникова, М.Б. Семенова, А.И. Тернова, К. Ямамото – М.: 2009. — 608 с.

Настоящая коллективная монография представляет собой тематическую подборку «пионерских» работ А.И. Ларкина, Ю.Н. Овчинникова, Э.Дж. Леггетта, А.О. Калдейры, Б.И. Ивлева, Х. Деккера (H. Dekker), К.К. Лихарева и др. в теории квантового туннелирования с диссипацией, (включая лекции А.И. Ларкина), а также работ В.А. Бендерского, Е.И. Каца, Л.А. Фальковского, Л.А. Гака, А.А. Овчинникова, Ю.И. Дахновского, В.Ч. Жуковского, М.Б. Семенова, В.Д. Кревчика, К. Ямамото, А.К. Арынгазина и др. по развитию науки о диссипативном туннелировании в низкоразмерных системах различной природы.

В первом разделе книги «Квантовое туннелирование с диссипацией» приводятся тексты лекций А.И. Ларкина «Квантовая локализация в нерегулярных системах разной мерности», а также ряд работ А.И. Ларкина и Ю.Н. Овчинникова, составивших основу теории диссипативного туннелирования. Второй раздел «Влияние диссипации на квантовое туннелирование в макроскопических системах» представляет собой перевод на русский язык известных работ Э. Леггетта и А. Калдейры. В третьем разделе «Двумерные туннельные бифуркации» приводится «пионерская» работа Ю.Н. Овчинникова и Б.И. Ивлева по двумерным бифуркациям в системе взаимодействующих контактов Джозефсона, а также представлено развитие этого направления в работах В.А. Бендерского, Ю.И. Дахновского, Е.И. Каца, В.Д. Кревчика, А.А. Овчинникова, М.Б. Семенова и других авторов. Четвертый раздел монографии «Динамика квантовой эволюции в низкоразмерных системах» представляет развитие теории диссипативного туннелирования в низкоразмерных системах различной природы: от низкотемпературных адиабатических химических реакций, идущих по туннельному механизму, до процессов туннельного распада в квантовой динамике наносистем. В пятом разделе «Блоховские осцилляции и кулоновская блокада одноэлектронного туннелирования» приведены известные работы К.К. Лихарева и соавторов, включая первую публикацию по модели одноэлектронного транзистора. В Приложении приводится отрывок из учебного пособия В.Ч. Жуковского, В.Д. Кревчика, М.Б. Семенова, А.И. Тернова «Квантовые эффекты в мезоскопических системах. Ч. I. Квантовое туннелирование с диссипацией. М: физический факультет МГУ, 2002. В конце второй части приводится список трудов А.И. Ларкина.

Монография отражает системный подход к развитию науки о квантовом туннелировании с диссипацией и ее применениям к мезоскопическим системам различной природы.

Книга может оказаться полезной для студентов и аспирантов, специализирующихся в области теоретической физики и физики конденсированного состояния, и для специалистов, интересующихся приложениями современной квантовой теории в физике низкоразмерных систем.

Содержание

Предисловие

Dear editors,

I would be very happy if you dedicate this volume to the memory of Professor Anatoly Larkin, for whom I have always had a great respect.

Tony Leggett,
Dept. of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign

Dear editors,

It is an honor to have been invited to contribute a few words to this memorial volume for Anatoly Larkin, who was one of the people I most admired among my approximate contemporaries in physics. As a matter of fact, there is a sense in which I owe him at least the start of my career in condensed matter theory, since the original of his 1963 paper with A.B. Migdal on the theory of a superfluid Fermi liquid was one of the first papers to which I applied my newly acquired reading knowledge of Russian, and formed the basis of my own first substantial paper. Thereafter our intellectual paths crossed on many occasions, and I not infrequently had the experience of thinking I had discovered something new, only to find that Tolya had done it a couple of years earlier and much more definitively! While to my regret our face-to-face meetings were only few, everything I knew about him made me respect him a lot, not just as a physicist but as a human being. It is good that this volume will help to preserve his memory.

Tony Leggett,
Macarthur Professor and Professor of Physics,
University of Illinois at Urbana-Champaign.

Уважаемые издатели,

Я был бы очень рад посвятить эту книгу памяти профессора Анатолия Ивановича Ларкина, к которому я всегда испытывал глубокое уважение.

Мне выпала большая честь написать несколько слов для предисловия к этой книге, посвященной Анатолию Ларкину, одному из самых уважаемых мной физиков-современников, которым я по-настоящему восхищаюсь. На самом деле, в каком-то смысле я обязан ему началом своей научной карьеры в области физики конденсированного состояния. В 1963 году именно его совместная работа с А.В. Мигдалом по теории сверхтекучей жидкости Ферми была одним из первых источников, который я смог изучить, едва научившись читать по-русски, и которая во многом легла в основу моего первого серьезного научного труда. Впоследствии наши изыскания не раз пересекались в самых разных областях и много раз, когда мне казалось, будто я стою на пороге научного открытия, вдруг оказывалось, что Толя уже сделал это пару лет назад и гораздо более убедительно, чем я! В то время как, к моему большому сожалению, нам редко доводилось встречаться лично, все, что я узнавал об Анатолии Ларкине, вызывало во мне все большее и большее уважение к нему не только как к физику, но и как к человеку. Я рад, что эта книга поможет сохранить память о нем.

Тони Легетт

Anatoly I. Larkin (William I. and Bianca M. Fine Chair in Theoretical Physics)

RESEARCH POSITIONS

Professor (with Tenure) and Member *Theoretical Physics Institute* *School of Physics and Astronomy* *University of Minnesota*	1995 - 2005
Head of Department *Landau Institute for Theoretical Physics*	1966-1995
Professor *Moscow State University*	1970-1991
Researcher *Kurchatov Institute of Atomic Energy*	1957-1966

HONORS AND AWARDS

Hewlett-Pakcard Europhysics Prize	1993
Humboldt Award	1993
London Prize in Low Temperature Physics	1990
Russian Academy of Sciences, Full Member	1991-Present
World Congress on Superconductivity, Award of Excellence	1994

SELECTED LIST OF FORMER STUDENTS

K.B. Efetov, Director - Max-Planck Institute of Solid State Physics, Stuttgart

L.B. Ioffe, Associate Professor - Rutgers University

D.E. Khmelnitskii, Professor - Cambridge University
Hewlett-Packard Europhysics Prize Recipient

Yu.N. Ovchnnikov, Deputy Director - Landau Institute
Humboldt Award Recipient, 1994

P.B. Wiegmann, Professor - University of Chicago

IV. **Динамика квантовой эволюции в низкоразмерных системах**

IV.1. **Multilevel macroscopic quantum tunneling: coherence and dissipation**

H. Dekker
Institute for Theoretical Physics, University of Amsterdam
Valckenierstraat 65, 1018 XE Amsterdam, The Netherlands
and
Private Institute for Theoretical Physics, Résidence Le Jardin
Lijnbaansgracht 209L, 1016 XA Amsterdam, The Netherlands
hadekk@uva.nl
June 24, 2008

Многоуровневое макроскопическое квантовое туннелирование: когерентность и диссипация

Х. Деккер

Многоузельный спин – прыжковый анализ используется для решения проблемы движения квантово – механической частицы в реальном времени в диссипативном двухъямном потенциале при конечных температурах. Теория обеспечивает унифицированную картину туннельного транспорта и колебательной релаксации. Рассматривается как макроскопическая квантовая когерентность (МКК), так и макроскопическое квантовое туннелирование (МКТ). Анализ основан на модельном омическом гамильтониане Цванцига (á la Zwanzig), (или эквивалентной модели «частица на струне» Х. Деккера (“particle-on-a-string” model á la Dekker). Приведенное квантовое уравнение Лиувилля для частицы выписывается в энергетическом представлении, но обычное обрезание до дублета основного состояния колебательной лестницы не делается. Междублетная колебательная динамика значительно упрощается в приближении гармонического потенциала и при крупно – зернистости, которая вызывает Марковский одношаговый прыжок спина между смежными дублетами (или узлами). Внутридублетная спиновая динамика рассматривается в приближении «невзаимодействующих выбросов» А. Леггетта (the “noninteracting-blips” approximation á la Leggett et al.). Неоднородное уширение и сужение в процессе движения Пэрриса и Силби (á la Parris and Silbey) обсуждаются как специальные случаи.

1 Введение

Рабочая модель для изучения поведения метастабильных состояний [1, 2], как классического [3–5], так и квантово – механического [6–8], представляет собой частицу в двухъямном потенциале, которая диссипативно связана со средой – термостатом. Например, в современной физике твердого тела это является парадигмой для макроскопической квантовой когерентности (МКК [9]) состояний магнитного потока в экспериментальных «СКВИДах» (сверхпроводящих квантовых интерференционных устройствах [10]). В этом случае координата частицы задается магнитным потоком в сверхпроводящем кольце, которое содержит контакт Джозефсона. Диссипативные эффекты термостата возникают из – за внешней нагрузки цепи [11] или из – за омических каналов в оксидном слое контакта [12, 13].

Для такой системы гамильтониан частицы имеет вид $H_0 = p^2/2m + U(x)$ и спектр энергий E_n оказывается дискретным и ограниченным снизу, так что собственные состояния могут быть пронумерованы как $n = 0, 1, 2, \ldots$. Типичный двухъямный потенциал имеет два локальных минимума при $x = \pm a$ (с гармонической частотой ω_0), которые отделены барьером в точке $x = 0$ (с высотой $U_0 \gg \hbar\omega_0$). Для совершенно симметричного потенциала с бесконечным барьером локальные потенциальные ямы были бы невзаимодействующими и спектр энергий системы был бы двукратно вырожден. Для конечных барьеров это вырождение снимается благодаря туннелированию между локализованными состояниями, и спектр становится лестницей колебательных дублетов с энергиями $E_n \pm \frac{1}{2}\hbar\Delta_n$, с [14] $\Delta_n = \bar{\omega}\left(A^n/n!\right)\exp\left(-B\right)$ и $\bar{\omega} = 2a\omega_0\sqrt{\omega_0/\pi\hbar}\exp(\omega_0\tau_0)$, $A = \frac{\pi}{2}(\bar{\omega}/\omega_0)^2$, $B = S_0/\hbar$, где τ_0 и S_0 являются так называемыми центром инстантона (или его временем жизни) и инстантонным действием, соответственно. Например, для потенциала четвертого порядка $\omega_0\tau_0 = \ln 2$ и $S_0 = 16U_0/3\omega_0$, с $U_0 = \frac{1}{8}ma^2\omega_0^2$.

Пусть в момент времени $t = 0$ частица будет находиться в одном из двух локализованных состояний, в таком, что оно только включает в себя наинизший лежащий дублет (т.е. $n = 0$). Для изолированной системы вероятность обнаружить это состояние в этой конкретной яме в более поздние моменты времени оказывается тогда $\sigma_0(t) = \cos\Delta_0 t$. Однако, эта когерентность легко разрушается. Например, дублетно – расщепленный спектр [14] оказывается таким, что при сжатии исходного волнового пакета – так что он включает в себя также возбужденные состояния – осцилляции будут быстро разрушаться через чистую дефазировку («неоднородное уширение»). Асимметрия в потенциале также сильно подавляет амплитуду осцилляций, в то время как разрушение квантовой когерентности оказывается в основном существенным, если подходящая степень свободы (например, сверхпроводящий ток, поддерживающий поток в кольце Джозефсона) связана со средой – термостатом.

Квантово – механическое движение в реальном времени в двухъямном потенциале, который диссипативно связан с тепловым окружением, может типично рассматриваться только в приближении основного состояния дублета (или двух – уровневом приближении), приводящем к спин – бозонной модели (см. [7]). Более тщательно изученным оказывается случай омической спектральной плотности $J(\omega) = 2\lambda\omega$ для связи система – термостат (где 2λ - коэффициент трения [11]), который оказывается эквивалентным модели «частица на струне» [11, 15-17]. Диссипативная перенормировка голой туннельной частоты Δ_0 сильно уменьшает туннельный транспорт, и при нулевой температуре даже «замораживает» любой туннельный транспорт всякий раз, когда связь оказывается достаточно сильной. Существенным параметром оказывается параметр $\alpha = 4\lambda a^2 / \pi\hbar$, а критерием замораживания является $\alpha > 1$. Поскольку $\alpha \approx (\lambda / \omega_0)(S_0 / \hbar)$, это квантовое условие можно применять для случая слабого классического трения (т.е. $\lambda / \omega_0 < 1$).

Справедливость двухуровневого спин – бозонного приближения для двухъямной системы подвергается ограничениям. Например, можно потребовать [18], чтобы $2\pi k_B T / \hbar\omega_0 \ll 1$ и $24(S_0 / \hbar)\exp(-\hbar\omega_0 / 2k_B T) \ll 1$. Очевидно, что двухуровневые условия оказываются невыполненными при типичных экспериментальных величинах [10] $S_0 / \hbar \approx 20$ и $6 \le \omega_0 / k_B T \le 18$ (и $\alpha \approx 1$).

Предлагаемый анализ рассматривает модель двухъямного потенциала (i) включая омическое взаимодействие с диссипативным термостатом, и (ii) не делая предположения о двухуровневом приближении. Единственная относящаяся к этому статья была написана Пэррисом и Силби (Parris and Silbey [19]), но их анализ не дает объединенного рассмотрения колебательной релаксации и диссипативной спиновой динамики на основе гамильтониана Цванцига – Калдейры – Леггетта (Hamiltonian á la Zwanzig-Caldeira-Leggett [12, 20]). Эта модель для диссипативной двухъямной системы представлена в Разделе 2, и приведенное уравнение для матрицы плотности для частицы получено при частичном исключении динамики термостата. В Разделе 3 это уравнение написано в представлении локальной энергии, что допускает для дальнейшей оценки колебательную релаксацию. После процедуры «крупнозернистости» (after coarsegraining), динамика все еще включает как меж - дублетные, так и внутри – дублетные процессы. Первый из двух вариантов учитывает Марковские перескоки узлов на колебательной лестнице. Внутри – дублетная спиновая динамика рассматривается в Разделе 4. Некоторые итоговые замечания приведены в Разделе 5.

2 Модель

Гамильтониан для частицы (единичной массы), движущейся вдоль координаты x в потенциале $U(x)$ и то есть билинейно связанной со средой – термостатом из гармонических осцилляторов, может быть задан как [1, 2, 12, 18, 20]

$$H = \frac{1}{2} p^2 + U(x) + \frac{1}{2}\sum_k \left(p_k^2 + \omega_k^2 x_k^2\right) + x\sum_k c_k x_k + \frac{1}{2} x^2 \sum_k c_k^2 / \omega_k^2 . \qquad (2.1)$$

Последний член в гамильтониане (2.1) встречается более естественно в модели «частица на струне» [15]; он аннулирует диссипативную перенормировку потенциала $U(x)$. Модель завершается заданием спектральной плотности

$$J(\omega)=\frac{\pi}{2}\sum_k \left(c_k^2/\omega_k\right)\delta(\omega-\omega_k). \tag{2.2}$$

Для случая омической диссипации $J(\omega)=2\lambda\omega f(\omega/\omega_c)$, где $f(\omega/\omega_c)$ функция ультрафиолетового обрезания. Например, модель, представленная в работе [15] дает лоренцевскую функцию обрезания $f(\omega)=1/\left(1+\omega^2\tau_c^2\right)$. Зависящий от времени полный оператор плотности

$$\rho_t=e^{-(i/\hbar)Ht}\rho(0)e^{(i/\hbar)Ht} \tag{2.3}$$

подчиняется уравнению Лиувилля $\dot{\rho}_t=-(i/\hbar)[H,\rho_t]$. Используя гамильтониан (2.1) получим

$$\dot{\rho}_t=-\frac{i}{\hbar}[H_0,\rho_t]-\frac{i}{\hbar}\sum_k c_k[xx_k,\rho_t]-\frac{i}{2\hbar}\sum_k (c_k/\omega_k)^2[x^2,\rho_t]-\frac{i}{\hbar}[H_B,\rho_t], \tag{2.4}$$

где $H_0=\frac{1}{2}p^2+U(x)$ и H_B гамильтониан свободного термостата. Частичное приведение уравнения (2.4) получается ограничением его использования только усреднением функций $\mathrm{f}(x,p)$, не зависящих явно от x_k и p_k. Это ограничение позволяет переписать уравнение (2.4) в форме (квантово механического) уравнения непрерывности [11] только для частицы. А именно, для произвольной функции $\mathrm{f}(x,p)$ имеем тождество $Trace\left(\,[xx_k,\ \rho_t]\ \mathrm{f}\,\right)=\frac{1}{2}Trace\left(\,\left[x,\ [x_k,\ \rho_t]_+\right]\mathrm{f}\,\right)$, поскольку всегда $[x,x_k]=0$ и $[p,x_k]=0$. Индекс "+" обозначает антикоммутативность. Поскольку $[x,\ \mathrm{f}]=i\hbar\,\partial\mathrm{f}/\partial p$, правая часть этого тождества оказывается в желаемой форме. Для «контрчлена» в уравнении (2.4) имеем подобным образом тождество $Trace\left(\,[x^2,\ \rho_t]\ \mathrm{f}\,\right)=Trace\left(\,\left[x,\ [x,\ \rho_t]_+\ \right]\ \mathrm{f}\right)$. Снова правая часть этого тождества имеет форму Лиувилля. Посредством этих тождеств уравнение (2.4) становится следующим

$$\dot{\rho}_t=-\frac{i}{\hbar}[H_0,\ \rho_t]-\frac{i}{2\hbar}\sum_k c_k\left[x,\ \left[x_k+c_kx/\omega_k^2\ ,\rho_t\right]_+\right]-\frac{i}{\hbar}[H_B,\ \rho_t]. \tag{2.5}$$

Теперь мы исключим действительный отклик термостата. Следовательно, отметим, что операторы x и x_k в уравнении (2.5) оказываются при $t=0$, и интегрируем уравнения движения $\dot{x}_k=p_k$ и $\dot{p}_k=-\omega_k^2x_k-c_kx$ от $t=-\infty$ до $t=0$. Это дает [8, 21] преобразование

$$x_k=x_k^{(0)}-\left(c_k/\omega_k^2\right)\left(x-\int_{-\infty}^{0}\cos\omega_k\left(t-t'\right)\,p\left(t'\right)dt'\right), \tag{2.6}$$

где $x_k^{(0)}=\sqrt{\hbar/2\omega_k}\left(a_k+a_k^*\right)$ является оператором свободного термостата при $t=0$ (в терминах обычных операторов рождения и уничтожения). Подставляя преобразование (2.6) для x_k в уравнение (2.5) и используя соотношение (2.2) для омического случая (с $\omega_c\to\infty$), придем к

$$\dot{\rho}_t = -\frac{i}{\hbar}[H_0,\rho_t] - \frac{i}{2\hbar}[x,[2\lambda p + F(0),\rho_t]_+] - \frac{i}{\hbar}[H_B,\rho_t]. \qquad (2.7)$$

где $F(0) = -\sum_k c_k x_k^{(0)}$. Наконец, последний член в соотношении (2.6) устраняется при определении

$$\rho = e^{(i/\hbar)H_B t}\rho_t\, e^{-(i/\hbar)H_B t}. \qquad (2.8)$$

Результирующее квантовое уравнение Лиувилля для ρ принимает вид

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H_0,\rho] - \frac{i}{\hbar}\lambda[x,[p,\rho]_+] - \frac{i}{2\hbar}[x,[F(t),\rho]_+], \qquad (2.9)$$

с

$$F(t) = -\sum_k c_k x_k^{(0)}(t), \qquad (2.10)$$

и

$$x_k^{(0)}(t) = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}}\left(a_k\, e^{-i\omega_k t} + a_k^*\, e^{i\omega_k t}\right). \qquad (2.11)$$

$F(t)$ является оператором, оценивающим источник шумов и $x_k^{(0)}(t)$ представляет динамику свободного термостата. В работе [22] среди прочего показано как соотношения (2.9) - (2.11) могут также быть получены с помощью методов оператора квантовых шумов (Ланжевена).

Используя стандартные свойства [11]

$$\langle a_k\rangle = 0,\quad \langle a_k \quad a_l\rangle = 0,\quad \langle a_k^* \quad a_l\rangle = N_k\delta_{kl},\quad N_k = 1/\left[\exp(\beta\hbar\omega_k) - 1\right] \quad (2.12)$$

бозонной среды - термостата ($\beta = 1/k_B T$), имеем

$$\langle F(t)\rangle = 0,\quad \langle\{F(t) \quad F(0)\}\rangle = \frac{\hbar}{\pi}\int_0^\infty d\omega \quad J(\omega) \quad \coth\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)\cos\omega t, \quad (2.13)$$

где фигурные скобки обозначают симметризацию. Если $\beta \to 0$, омический случай дает классический результат Найквиста $\langle F(t) \quad F(0)\rangle = 4\lambda k_B T$.

3 Колебательная динамика

3.1 Локализованные состояния

Для симметричного двухъямного потенциала с высоким барьером – то есть с высотой $U_b \gg \max(\hbar\omega_0,\ k_B T)$ – спектр H_0 состоит из лестницы колебательных дублетов. Пусть собственными состояниями H_0 будут $|n\rangle$, с $n = 0,\ 1,\ \ldots$. n- й дублет является тогда сформированным состояниями $|2n\rangle$ и $|2n+1\rangle$. Величины энергии определяются через соотношения

$$H_0|2n\rangle = \left(E_n - \frac{1}{2}\hbar\Delta_n\right)|2n\rangle,\quad H_0|2n+1\rangle = \left(E_n + \frac{1}{2}\hbar\Delta_n\right)|2n+1\rangle, \qquad (3.1)$$

так что $\hbar\Delta_n$ представляет расщепление энергии в пределах n- го дублета. Состояния частицы образуют полный и ортонормированный набор – т.е.,

$\langle n|m\rangle = \delta_{nm}$ и $\sum_n |n\rangle\langle n| = 1$ – и имеют поочередно четную или нечетную «четность», начиная даже с основного состояния $|0\rangle$. Эти глобальные состояния являются симметричными или антисимметричными линейными комбинациями сильно локализованных состояний вблизи минимумов потенциала. Давайте, следовательно, определим локализованные состояния $|\pm n\rangle$ как

$$|\pm n\rangle = 2^{-1/2}\left(|2n\rangle \pm |2n+1\rangle\right). \tag{3.2}$$

Используя соотношения (3.1) - (3.2) найдем

$$H_0|\pm n\rangle = E_n|\pm n\rangle - \frac{1}{2}\hbar\Delta_n|\mp n\rangle. \tag{3.3}$$

Состояния $|\pm n\rangle$ также образуют полный ортонормированный набор: $\langle \pm n|\pm m\rangle = \delta_{\pm n,\,\pm m}$ и $\sum_n |\pm n\rangle\langle \pm n| = 1$. Теперь возьмем локальные матричные элементы уравнения (2.9). Например, для самой частицы это дает

$$\dot{\rho}^{(0)}_{\pm n,\pm m} = -\frac{i}{\hbar}\langle \pm n|[H_0,\rho]|\pm m\rangle =$$

$$= -i\,\omega_{nm}\,\rho_{\pm n,\,\pm m} + \frac{1}{2}i\,\Delta_n\,\rho_{\mp n,\,\pm m} - \frac{1}{2}i\,\Delta_m\,\rho_{\pm n,\,\mp m}, \tag{3.4}$$

с $\rho_{\pm n,\pm m} = \langle \pm n|\rho|\pm m\rangle$ и $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$. В том, что последует, матрица плотности будет «крупно – зернистой» по многим колебательным периодам (первое приближение). Как следствие, быстро осциллирующие (с частотами $\omega_{nm} \neq 0$) элементы $\rho_{\pm n,\,\pm m}$ с $n \neq m$ усредняются к нулю.

3.2 Члены, связанные с трением

Для того, чтобы оценить диссипативные члены

$$\dot{\rho}^{(1)}_{\pm n,\pm m} = -\frac{i}{\hbar}\lambda\langle \pm n|[x,[p,\rho]_+]|\pm n\rangle, \tag{3.5}$$

давайте определим локальные координаты ξ соотношениями $x|\pm n\rangle = (\pm a + \xi)|\pm n\rangle$, и отдельно рассмотрим локальные (т.е., диагональные: $\rho_{+n,+n}$ и $\rho_{-n,-n}$) и глобальные (т.е., антидиагональные: $\rho_{+n,-n}$ и $\rho_{-n,+n}$) вклады. Используя полноту и пренебрегая всеми элементами матрицы плотности с $n \neq m$, имеем

$$\dot{\rho}^{(1)}_{+n,\,+n} = \lambda\,\rho_{+n,\,+n} - \frac{i}{\hbar}\lambda\sum_m\left(\xi_{+n,\,+m}\,p_{+m,\,+n} - p_{+n,\,+m}\,\xi_{+m,\,+n}\right)\rho_{+m,\,+m}, \tag{3.6}$$

где все матричные элементы оцениваются строго локально, так что $p_{+n,-m} = \xi_{+n,-m} = 0$. Соответствующий результат для $\rho_{-n,\,-n}$ следует из уравнения (3.6) при замене знака во всех индексах. Теперь мы оценим локальные величины $p_{+n,+m}$ и $\xi_{+n,+m}$, выбирая чтобы потенциальные ямы были полностью гармоническими (второе приближение). Это приводит к уравнению

$$\dot{\rho}^{(1)}_{+n,+n} = \lambda\left[(n+1)\rho_{+(n+1),+(n+1)} + \rho_{+n,+n} - n\rho_{+(n-1),+(n-1)}\right]. \tag{3.7}$$

Для динамики $\rho_{+n,-n}$ строго локальная оценка оказывается недостаточной (в частности, для того чтобы гарантировать релаксацию к глобальному равновесию). А именно, глобальный член, пропорциональный $a\, p_{+n,-n}\left(\rho_{+n,+n}+\rho_{-n,-n}\right)$, возникает в правой части уравнения (3.5). Использование $p=(-i/\hbar)\left[x,\ H_0\right]$ и соотношение (3.3) для вычисления $p_{+n,-n}$ тогда дает

$$\dot{\rho}^{(1)}_{+n,-n}=\frac{1}{2}\pi\alpha\Delta_n\left(\rho_{+n,+n}+\rho_{-n,-n}\right)+\lambda\left[(n+1)\rho_{+(n+1),-(n+1)}+\rho_{+n,-n}-n\rho_{+(n-1),-(n-1)}\right], \quad (3.8)$$

с коэффициентом $\alpha=4\lambda a^2/\pi\hbar$, который является коэффициентом квантового трения [7]. Соответствующий результат для $\rho_{-n,+n}$ следует из уравнеия (3.8) при замене знака во всех индексах.

3.3 Члены, связанные с шумами

Члены, связанные с шумами, из уравнения (2.9) приводят к уравнению [8, 22]

$$\dot{\rho}^{(2)}_{+n,+n}=-\frac{i}{2\hbar}\langle+n|\left[\xi,\ \left[F(t),\ \rho\right]_+\right]|+n\rangle, \quad (3.9)$$

которое описывает переходы в системе локального осциллятора. Поскольку корреляции гармонического осциллятора [2, 11, 15] создаются на очень коротком временном масштабе порядка $\omega_0^{-1}\ll\Delta_n^{-1}$, локальные флуктуации будут оцениваться независимо от глобального транспорта. Усреднение по среде - термостату (2.12) может тогда быть выполнено строго. Результат представляется как

$$\dot{\rho}^{(2)}_{+n,+n}=\sum_m W_{nm}\ \rho_{+m,+m}, \quad (3.10)$$

где W - матрица индуцирует марковское случайное блуждание на колебательной лестнице. Ее единственными ненулевыми элементами являются

$$\begin{aligned} W_{n,n+1}&=(n+1)(\lambda+D_{pp}/\hbar\omega_0), \\ W_{n,n}&=\lambda-(2n+1)D_{pp}/\hbar\omega_0, \\ W_{n,n-1}&=-n(\lambda+D_{pp}/\hbar\omega_0). \end{aligned} \quad (3.11)$$

В силу «крупно – зернистости», коэффициент квантовой диффузии $D_{pp}(t)$ заменяется его величиной $D_{pp}=D_{pp}(t\to\infty)$, как это задавалось в [8, 22]

$$D_{pp}=-2\frac{\lambda}{\beta}\mathrm{Im}\left(\frac{1-2F\left(\mathrm{a},\ 1;\ 1+\mathrm{a};\ e^{-\nu\tau_c}\right)}{\bar{\omega}}\nu\,\mathrm{a}\right), \quad (3.12)$$

где $\nu=2\pi/\hbar\beta$, $\beta=1/k_BT$, $\mathrm{a}=(\lambda+i\bar{\omega})/\nu$, $\bar{\omega}=\sqrt{\omega_0^2-\lambda^2}$, $\tau_c=1/\omega_c$, и $F\left(\mathrm{a},\ 1;\ 1+\mathrm{a};\ x\right)$ является гипергеометрической функцией Гаусса. Коэффициент диффузии D_{px} не вносит вклада в секулярную динамику, и D_{xx} оказывается строго равной нулю. Соответствующие скорости рождения и уничтожения [4] читаются как $r_n^{(+)} = -(n+1)\left(\lambda - D_{pp}/\hbar\omega_0\right)$ и $r_n^{(-)} = -n\left(\lambda + D_{pp}/\hbar\omega_0\right)$, так что $W_{n\neq m} = r_m^{(-)}\,\delta_{n,\,m-1} + r_m^{(+)}\,\delta_{n,\,m+1}$.

Для антидиагональных членов подобным образом получим

$$\dot{\rho}^{(2)}_{+n,\,-n} = \sum_m W_{nm}\;\rho_{+m,\,-m} - \frac{i}{\hbar}a\left[F(t),\;\rho_{+n,\,-n}\right]_+ . \tag{3.13}$$

Сложение вкладов от $\dot{\rho}^{(0)}$, $\dot{\rho}^{(1)}$ и $\dot{\rho}^{(2)}$ наконец дает

$$\dot{\rho}_{+n,\,+n} = -\frac{1}{2}\Delta_n\,\delta_n + \sum_m W_{nm}\;\rho_{+m,\,+m}, \tag{3.14}$$

и

$$\dot{\rho}_{+n,\,-n} = -\frac{1}{2}i\Delta_n\sigma_n + \frac{1}{2}\pi\alpha\Delta_n\rho_n + \sum_m W_{nm}\,\rho_{+m,\,-m} - \frac{i}{\hbar}a\left[F(t),\;\rho_{+n,\,-n}\right]_+, \tag{3.15}$$

где $\delta_n = i\left(\rho_{+n,\,-n} - \rho_{-n,+n}\right)$, $\sigma_n = \rho_{+n,+n} - \rho_{-n,\,-n}$, $\rho_n = \rho_{+n,\,+n} + \rho_{-n,\,-n}$ и $\alpha = 4\lambda a^2/\pi\hbar$. Результат для $\rho_{-n,-n}$ соответственно $\rho_{-n,+n}$ следует путем (i) изменения знаков в индексах всех элементов матрицы плотности и (ii) изменения знака последнего вклада (т.е., допуская $a \Rightarrow -a$) в уравнении (3.15). Отметим, что ρ_n представляет вероятность обнаружения системы в n-ом дублете, и что это удовлетворяет уравнению (3.10).

4 Спиновая динамика

4.1 Смещенный базис термостата

Спиновая динамика будет теперь оцениваться посредством подходящим образом адаптированных версий «смещенного базиса термостата» [6, 7] и “приближения невзаимодействующих выбросов” [2, 7]. Для единичной спин – бозонной модели смещенный базис термостата диагонализует часть гамильтониана, соответствующую среде – термостату, включая член явного взаимодействия со спином. Как следствие, x - и y - компоненты спина «одеваются» операторами термостата, в то время как z - компонента оказывается незатронутой.

Унитарный оператор U, оказывающий тот же самый эффект на наши операторы псевдоспина задается соотношением $U = \exp\left[-i\,\mathrm{X}\,B(t)\right]$, где оператор $\mathrm{X} = \sum_n\left(|+n\rangle\langle+n| - |-n\rangle\langle-n|\right)$ оказывается таким, что $\mathrm{X} = -1$ (соответственно $\mathrm{X} = +1$) в левой (соответственно правой) части барьера, и

$$B(t) = \sum_k B_k\;p_k^{(0)}(t), \tag{4.1}$$

с $B_k = ac_k/2\hbar\omega_k^2$ и $p_k^{(0)}(t) = \dot{x}_k^{(0)}(t)$. В смещенном базисе имеем $\rho' = U\rho U^*$, так что

$$\rho'_{+n,\,\pm n} = e^{-i\,B(t)}\,\rho_{+n,\,\pm n}e^{\pm i\,B(t)}. \tag{4.2}$$

Отметим, что после взятия средних по термостату, $\langle\rho'_n(t)\rangle = \langle\rho_n(t)\rangle$ и $\langle\sigma'_n(t)\rangle = \sigma_n(t)$. В новом базисе уравнение (3.15) приобретает вид

$$\dot{\rho}'_{+n,-n} = -\frac{1}{2} i \Delta_n \left(e^{-2iB(t)} \rho'_{+n,+n} - \rho'_{-n,-n} e^{-2iB(t)} \right) +$$
$$+ \frac{1}{2} \pi \alpha \Delta_n e^{-iB(t)} \rho_n e^{-iB(t)} + \sum_m W_{nm} \rho'_{+m,-m}, \qquad (4.3)$$

где мы использовали гамильтониан свободного термостата и соотношение (2.10) для $F(t)$ для того, чтобы оценить временную производную от экспоненты $\exp[\pm iB(t)]$. Теперь допустим известной функцию Грина $\rho_n(t) = G_{nm}(t)$ случайного блуждания колебательных комплексных чисел (3.10), так что формальное решение уравнения (4.3) может быть записано как

$$\rho'_{+n,-n}(t) = \sum_m G_{nm}(t) \rho_{+m,-m}(0) + \frac{1}{2} \int_0^t \sum_m G_{nm}(t-t') \Big[\pi \alpha\, e^{-iB(t')} \rho_m(t')\, e^{-iB(t')} -$$
$$- i \Big(e^{-2iB(t')} \rho'_{+m,+m}(t') - \rho'_{-m,-m}(t')\, e^{-2iB(t')} \Big) \Big] dt'. \qquad (4.4)$$

Подставляя соотношение (4.4) для $\rho'_{+n,-n}(t)$ в формальное решение для $\rho'_{+n,+n}(t)$ как возникающее из уравнения (3.14), получим

$$\rho'_{+n,+n}(t) = \sum_m G_{nm}(t) \rho_{+m,+m}(0) - \frac{1}{4} \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' \sum_m \Delta_m G_{nm}(t-t') \sum_l \Delta_l\, G_{ml}(t'-t'') \times$$
$$\times e^{-iB(t)} \Big[e^{-iB(t')} \Big(i e^{-iB(t'')} \pi \alpha\, \rho_l(t'') e^{-iB(t'')} -$$
$$- e^{-2iB(t'')} \rho'_{-l,-l}(t'') + \rho'_{+l,+l}(t'') e^{-2iB(t'')} \Big) e^{iB(t')} + hc \Big] e^{iB(t)}, \; (4.5)$$

где частица была первоначально локализована при $x = \pm a$, так что $\rho'_{+n,-n}(0) = 0$, и где «hc» означает «эрмитово - сопряженный». Поскольку замена $a \Rightarrow -a$ предполагает $B(t) \Rightarrow -B(t)$ в силу соотношения (4.1), соответствующий результат для $\rho'_{-n,-n}(t)$ следует так же, как приведенный выше.

4.2 Многоузельные невзаимодействующие выбросы

Приближение невзаимодействующих выбросов (первоначально благодаря работе [23]) равнозначно теории возмущений во втором порядке в терминах «одетых» туннельных операторов свободного термостата $\tilde{\Delta}_n(t) = \Delta_n \exp[\pm 2iB(t)]$; см. работу [24]. Это приближение оправдано как для слабого $(\alpha \ll 1)$, так и для сильного квантового трения $(\alpha \gg 1)$. В случае последнего режима оно применяется в том смысле, что одевание подавляет («перенормирует») туннельные частоты. В добавление, оно обеспечивает полуколичественное описание для промежуточного трения $(\alpha \approx 1)$. В частности, как было показано в [7], приближение должно быть точным, если $\alpha = 1/2$ (для всех температур) и в пределе $\alpha k_B T / \hbar \Delta_{ren} \gg 1$, где $\Delta_{ren} = \Delta_n (\Delta_n / \omega_c)^{\alpha/(1-\alpha)}$ является перенормированным туннельным матричным элементом. Оно также дает прекрасные результаты при $T = 0$, если $\alpha \le 1/2$.

Поскольку правая сторона соотношения (4.5) уже оказывается во втором порядке по $\tilde{\Delta}_n(t)$ – так что член действительного отклика термостата $\pi\alpha\rho_l$ будет опущен – переменные термостата и спиновые переменные полностью расцепляются после взятия средних для среды в духе соотношения (2.12). С соотношением $\left\langle \rho'_{+n,+n}\right\rangle = \left\langle \rho_{+n,+n}\right\rangle$, и используя теорему Бейкера – Хаусдорфа: $e^A e^B = \exp(A+B+i\vartheta/2)$ при $[A,B]=i\vartheta$ является комплексным числом, приходим к соотношению

$$\rho_{+n,\,+n}(t)=\sum_m G_{nm}(t)\rho_{+m,\,+m}(0)+\frac{1}{2}\int_0^t dt'\int_0^{t'} dt''\sum_m \Delta_m G_{nm}(t-t')\sum_l \Delta_l G_{ml}(t'-t'')\times$$
$$\times\left\langle \cos 2\left[B(t')-B(t'')\right]\right\rangle \cos\vartheta(t'-t'')\sigma_l(t'')\,, \qquad (4.6)$$

где были опущены скобки по спиновым переменным и $i\vartheta(t'-t'')=2\left[B(t'),\;B(t'')\right]$. Использование соотношений (2.2) и (4.1) приводит к

$$\vartheta(t)=\frac{4a^2}{\pi\hbar}\int_0^\infty d\omega\;\sin(\omega t)\,J(\omega)/\omega^2\,. \qquad (4.7)$$

Оставшиеся средние для среды в основном оцениваются с помощью кумулянтного метода [4, 24]. Поскольку свободный термостат является полностью гауссовым, только второй кумулянт $2\gamma(t'-t'')$ оказывается ненулевым. В результате найдем

$$\gamma(t)=\frac{4a^2}{\pi\hbar}\int_0^\infty d\omega(1-\cos\omega t)\coth\left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega\right)J(\omega)/\omega^2\,. \qquad (4.8)$$

Складывая результаты для $\rho_{+n,+n}(t)$ и $\rho_{-n,-n}(t)$, получим

$$\rho_n(t)=\sum_m G_{nm}(t)\,\rho_m(0)\,, \qquad (4.9)$$

что доказывает внутреннюю непротиворечивость анализа. Вычитание дает

$$\sigma_n(t)=\sum_m G_{nm}(t)\sigma_m(0)-\int_0^t dt'\int_0^{t'} dt''\sum_m \Delta_m G_{nm}(t-t')\sum_l \Delta_l G_{ml}(t'-t'')\times$$
$$\times e^{-\gamma(t'-t'')}\cos\vartheta(t'-t'')\,\sigma_l(t''), \qquad (4.10)$$

что является многоуровневым спин – прыжковым обобщением стандартного спин – бозонного результата [2, 7, 24]. Выбирая $J(\omega)=2\lambda\omega\exp(-\omega/\omega_c)$, имеем $\vartheta(t)=2\alpha\arctan\omega_c t$ и $\gamma(t)=\alpha\ln\left(1+\omega_c^2t^2\right)+2\alpha\ln\left[(\beta\hbar/\pi t)\sinh(\pi t/\beta\hbar)\right]$.

4.3 Специальные случаи

Для релаксации нулевых колебаний – т.е., $W=0$, или $\left|W_{lm}\right|\ll\Delta_n$, так что $G_{nm}(t)=\delta_{nm}$ – когерентные осцилляции для различных поляризаций спина $\sigma_n(t)$ будут быстро дефазироваться благодаря распределению Вейерштрассовского типа для Δ_n; см. [14]. Это является случаем «неоднородного уширения», см. также [25]. С другой стороны, если локальная релаксация оказывается гораздо быстрее, чем глобальный транспорт – т.е., $\left|W_{l\,m}\right| \gg \Delta_{ren}$ – можно задать $G_{nm}(t) = \rho_n^e$, где стационарное распределение $\rho_n^e = \rho_n\,(t \to \infty)$ читается как

$$\rho_n^e = Z^{-1}\exp(-\beta \varepsilon_n)\,, \tag{4.11}$$

с $\varepsilon_n = \left(n + \dfrac{1}{2}\right)\hbar\omega_{eff}$, $\omega_{eff} = (2/\hbar\beta)\operatorname{arccoth}\left(D_{pp}/\lambda\omega_0\right)$, и $Z^{-1} = 2\sinh\left(\dfrac{1}{2}\beta\hbar\omega_{\text{eff}}\right)$.

Тогда соотношение (4.10) сводится к

$$\sigma_n(t) = \rho_n^e\left[\mathrm{X}(0) - \int_0^t dt'\int_0^{t'} dt''\sum_m\left(\Delta_m/\overline{\Delta}\right)\bar{f}(t'-t'')\sigma_m(t'')\right], \tag{4.12}$$

где $\overline{\Delta} = \sum_n \rho_n^e \Delta_n$, $\mathrm{X}(t) = \sum_n \sigma_n(t)$ и $\bar{f}(t) = \overline{\Delta}^2 e^{-\gamma(t)}\cos\vartheta(t)$. Записывая $\sigma_n(t) = \rho_n^e\,\mathrm{X}(t)$ и дифференцируя однократно (4.12) по времени, получим

$$\dot{\mathrm{X}}(t) + \int_0^t dt'\;\bar{f}(t-t')\mathrm{X}(t') = 0\,, \tag{4.13}$$

что является обычной формой одно – узельной динамики [2, 7, 24] за исключением замены Δ_n на $\overline{\Delta}$. То есть, в этом случае миграция спина подавляет неоднородное уширение и эффективно улучшает когерентность спиновой динамики, такой эффект называется «динамическим сужением» [19, 22]. При нулевой температуре, $\mathrm{X}(t)$ может теперь быть представлен функцией Миттага - Лефлера (Mittag-Leffler function) [26]. При $\alpha < 1/2$, эта функция состоит из когерентной и некогерентной частей. Для $\alpha \ll 1/2$, когерентная часть $\mathrm{X}(t) = (1-\alpha)^{-1}e^{-\gamma t}\cos\Omega t$ – где $\Omega = \overline{\Delta}_{\text{eff}}\cos[\pi\alpha/2(1-\alpha)]$, $\gamma = \overline{\Delta}_{\text{eff}}\sin[\pi\alpha/2(1-\alpha)]$, и $\overline{\Delta}_{eff} = \left[\Gamma(1-2\alpha)\cos\pi\alpha\right]^{1/2(1-\alpha)}\overline{\Delta}_{ren}$ – является преобладающей. При $1/2 < \alpha < 1$, функция Миттага - Лефлера спадает к нулю в чисто алгебраическом виде на временном масштабе $\overline{\Delta}_{\text{ren}}^{-1}$. Если $\alpha > 1$, имеем $\mathrm{X}(t) = \mathrm{X}(0)$ для всех *t*. Это есть ранее упоминавшееся явление диссипативного вымораживания. Явное вычисление $\overline{\Delta}$ приводится в [22], где можно также найти обсуждение «дуплексной» (или дублет - дублетной [19]) системы и классического предела (термической активации [1, 3-5, 27]) $\beta\hbar \to 0$. Последующее ценное упоминание состоит в том, что настоящая теория также может быть приложена к вращательным туннельным системам [28].

5 Заключительные замечания

В этой статье представлен многоуровневый туннельный анализ квантово – механической диссипативной двухъямной системы при конечных температурах. Настоящая теория избегает двухуровневого (дублет основного состояния) приближения, и обеспечивает объединенную картину туннельного процесса и колебательной динамики. Поведение такой мезоскопической системы возникает таким образом как внутридублетная диссипативная спиновая динамика (в каждом узле решетки), прерываемая междублетным процессом стохастических скачков (по энергии решетки). Предложенный анализ покрывает кК макроскопическую квантовую когерентность (МКК), так и туннелирование (МКТ).

Расширение теории на случай ненулевого смещения энергии ε между левым и правым локализованными состояниями приводится в работах [8, 22]. Окончанием является обобщение соотношения (4.10), которое при дифференцировании по времени может быть записано как

$$\dot{\sigma}_n(t)=\sum_m W_{nm}\sigma_m-\int_0^t dt'\sum_m\left(\Delta_n\Delta_m/\overline{\Delta}^2\right)G_{nm}(t-t')\times$$
$$\times\left[\overline{h}(t-t')\rho_m(t')+\overline{g}(t-t')\sigma_m(t')\right], \qquad (5.1)$$

где $\rho_n(t)$ снова следует из соотношения (4.9) и

$$\begin{aligned}\overline{g}(t)&=\overline{\Delta}^2e^{-\gamma(t)}\cos(\varepsilon t/\hbar)\cos\vartheta(t),\\ \overline{h}(t)&=\overline{\Delta}^2e^{-\gamma(t)}\sin(\varepsilon t/\hbar)\sin\vartheta(t).\end{aligned} \qquad (5.2)$$

Если скорость скачков оказывается скорее сравнимой с динамикой на узлах, можно снова задать $G_{nm}=\rho_n^e$, и $\sigma_n(t)=\rho_n^e\mathrm{X}(t)$ тогда также отображает случай со смещением (или внешней нагрузкой) на соответствующую эффективно одно – узельную проблему. Например, используя теорему из работы [7], касающуюся отношения изображений Лапласа $\overline{h}(s)/\overline{g}(s)$, имеем $\sigma_n(\infty)=-\rho_n^e\tanh(\beta\varepsilon/2)$. Если $\alpha>1$, поляризация всегда релаксирует к этой величине экспоненциально со скоростью $\overline{\Gamma}=\overline{g}(s=0)$. Для последующих деталей см. работу [22].

Послесловие (Postscriptum)

Я посвящаю эту работу памяти Анатолия Ивановича Ларкина (1932–2005) – который при жизни был знаменитым профессором теоретической физики в институте им. Л.Д. Ландау и Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова, и с 1995 года также в университете штата Минессота (the University of Minnesota (Minneapolis)) — и кто ушел из жизни за работой во время научной школы в Аспене (Колорадо) 4 августа 2005 года.

Эта статья является переработкой материала, опубликованного ранее в трудах конференции по туннелированию и его приложениям в рамках программы Адриатических исследований (the Proceedings of the Adriatico Research Conference on Tunneling and its Implications), проводившейся в международном центре теоретической физики в Триесте (Италия) в июле – августе 1996 года [29].

За день до начала конференции я неспешно прогуливался вдоль великолепного Адриатического побережья. В некотором месте извилистая дорога провела меня через один из многочисленных горных тоннелей. Перед выходом с другой стороны тоннеля я заметил приближение машины с высокой скоростью, идущей из Триеста. Водитель был – даже по итальянским стандартам – агрессивно сигналящим в свой клаксон, а из окна пассажира высовывалась рука, подающая знак стоп – сигнала для приостановки возможного движения справа. Спустя несколько секунд последовала машина полиции со всеми включенными сигналами.

Я повернул и стал прогуливаться назад через тоннель. На расположенной поблизости автостоянке полицейская машина рывком дико затормозила передо мной. Несколько карабинеров выпрыгнули, взяли меня в наручники и затолкали внутрь машины. Общение было слабым, так что некоторое время ушло, прежде чем я понял, что я подхожу по описанию (худой человек, одетый в джинсы и майку, обутый в кроссовки, и имеющий длинные волосы и бороду) на одного из вооруженных грабителей банка в Триесте. Без моего паспорта мне не удавалось убедить полицейского, что я был лишь респектабельным профессором физики из университета г. Амстердама.

Только несколькими часами спустя высокие должностные лица позволили мне наконец выйти на сайт конференции ICTP, где тем временем началась регистрация. Снова со всеми включенными сигналами я был любезно сопровожден – и идентифицирован – при входе в здание несколькими коллегами и студентами, и обрел свободу. На следующий день я начал свой доклад с этой истории и легко убедил аудиторию, что захватывающие «макроскопические туннельные события» реально существуют.

Я думаю, что Анатолий Иванович Ларкин по достоинству оценил бы эту идею, слушая о моем «туннельном приключении». В конце концов, он оказался среди первых физиков, осознавших значение коллективных квантовых явлений. Его список публикаций имеет более двухсот позиций, и покрывает такие разнообразные направления как физика полупроводников, сверхпроводимость (закрепление (пиннинг) магнитного потока [30, 31]), физика элементарных частиц (спонтанное нарушение симметрии), и макроскопическое квантовое туннелирование (диссипативная теория, использующая функциональное интегрирование [32, 33]). Это оказывается, очевидно, далеко лежащим за рамками этой мемориальной заметки, даже попытаться покрыть весь диапазон творческого наследия А.И. Ларкина. Позвольте мне, следовательно, кратко сказать лишь о двух конкретных случаях, где я столкнулся с его плодотворной работой.

Мой интерес к квантовой диссипации датируется возвратом к работе по теории лазеров в семидесятых годах (см. [11]), и имеет отношение к функциональному интегрированию и термической активации. Как следствие, в начале восьмидесятых я был включен в группу Рудольфа Оуботера (Rudolf de Bruyn Ouboter) — в то время профессора экспериментальной низкотемпературной физики в лаборатории Камерлинг Оннеса Лейденского университета (the Kamerlingh Onnes Laboratory of Leiden University) —, где изучались свойства «сверхпроводящих квантовых интерференционных устройств» (СКВИДов): от термической активации Крамерса в макроскопическом потенциале при (относительно) высоких температурах до макроскопического квантового туннелирования (МКТ) и когерентности (МКК) при низких температурах. Последние возможности были предложены в 1980 [34] Антони Леггеттом (Anthony J. Leggett) — профессором теоретической физики Университета штата Иллинойс (Урбана), (the University of Illinois (Urbana)), кто кратко впоследствии изучал эффекты влияния диссипации на макроскопическое квантовое туннелирование (МКТ) при нулевой температуре [12], используя методы функционального интегрирования.

А.И. Ларкин превосходил всех остальных в этом направлении в серии своих работ с соавтором Ю.Н. Овчинниковым [32, 33]. В частности, для омической диссипации они достигли связи случая туннелирования при нулевой температуре с режимом термической активации Крамерса (`a la Kramers) через обобщение метода инстантонов в континуальном интегрировании для покрытия переходной области по температуре вблизи $T_0 = \hbar\omega_K / 2\pi k_B$ (где ω_K является частотой барьера, зависящего от трения Крамерса [3]). Мне достаточно было четырьмя годами ранее найти самому простую, точно решаемую модель, описывающую существенно ту же самую физику [35].

В последнее десятилетие предыдущего двадцатого столетия, я среди прочих проблем изучал эффекты неизотермической (микроканонической) активации в мезоскопических системах, таких как СКВИДы, совместно с Ван ден Бринком (Alec Maassen van den Brink) — в настоящее время профессором физики Университета Ченг Кунг (Cheng Kung University) и сотрудником Академии наук Тайваня в Тайпене (the Taiwan Academy of Sciences, Taipeh), который в настоящее время занимается исследованиями в области квантовых компьютеров. В процессе этой совместной работы мы открыли неравновесное термодинамическое явление вблизи сверхпроводящего фазового перехода в контактах Джозефсона [36]. Предсказанные периодические осцилляции критической температуры как функция приложенного магнитного потока были в самом деле обнаружены экспериментаторами в Лаборатории Камерлинг Оннеса [37], в четырехполюсном СКВИДе. Это устройство было описано на основе модели Асламазова - Ларкина – впервые опубликованной в 1968 году – для контакта с сужением, то есть с гораздо меньшими масштабами, чем длина когерентности Ландау – Гинзбурга [38] (см. также, например, [39]), что дает другой пример неизменного значения работ Анатолия Ивановича Ларкина.

Литература

[1] P.Hänggi, P.Talkner and M.Borkovec, Rev.Mod.Phys. **62** (1990) 251.

[2] U.Weiss, *Quantum Dissipative Systems* (World Scientific, Singapore, 1993/ 2001).

[3] H.A.Kramers, Physica **7** (1940) 284.

[4] N.G.van Kampen, *Stochastic Processes in Physics and Chemistry* (North-Holland, Amsterdam, 1981/2007).

[5] H.Dekker and A.Maassen van den Brink, Phys. Rev. **E 49** (1994) 2559.

[6] R.Silbey and R.A.Harris, J. Chem. Phys. **80** (1983) 2615.

[7] A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, A. Garg and W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 1.

[8] H. Dekker, Phys. Rev. **A 44** (1991) 2314; Err. : **E 50** (1994) 4265.
[9] A.J. Leggett, Japan. J. Appl. Phys. **26** (1987) 26.
[10] D.W. Bol and R. de Bruyn Ouboter, Physica **154B** (1988) 56.
[11] H.Dekker, *Classical and Quantum Mechanics of the Damped Harmonic Oscillator*, Phys. Rep. 80 (1981) Ch. 5 & 8.
[12] A.O. Caldeira and A.J. Leggett, Ann. Phys. (NY) **149** (1983) 374; Err.: 153 (1983) 445.
[13] U. Eckern, G. Schön and V. Ambegoakar, Phys.Rev. **B30** (1984) 6419.
[14] H. Dekker, Phys. Rev. **A35** (1987) 1825.
[15] H. Dekker, Phys.Rev. **A31** (1985) 1067.
[16] P.T. Leung and K. Young, Phys. Lett. **A125** (1987) 15.
[17] W.G. Unruh and W. Zurek, Phys.Rev. **D40** (1989) 1071.
[18] H. Dekker, in: *Path Integrals in Physics*, eds. V. Sa-yakanit et al. (World Scientific, Singapore, 1994) p. 137.
[19] P.E. Parris and R. Silbey, J. Chem. Phys. **83** (1985) 5619.
[20] R. Zwanzig, J. Stat. Phys. **9** (1973) 215.
[21] H. Dekker, Mod. Phys. Lett. **B5** (1991) 351.
[22] H. Dekker, Physica **A175** (1991) 485; **A176** (1991) 220; **A178** (1991) 289; **A179** (1991) 81; Err.: **A210** (1994) 507.
[23] S. Chakravarty and A.J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 5.
[24] H. Dekker, Phys. Rev. **A35** (1987) 1436.
[25] A. Ranfagni and D. Mugnai, in: *Path Summation: Achievements and Goals*, eds. S. Lundqvist et al. (World Scientific, Singapore, 1988) p. 246.
[26] H. Grabert and U. Weiss, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1605.
[27] H. Dekker, Phys. Rev. **A43** (1991) 4224.
[28] D. Braun and U. Weiss, Z. Phys. **B92** (1993) 507.
[29] H. Dekker, in: *Tunneling and its Implications*, eds. D. Mugnai et al. (World Scientific, Singapore, 1997) p. 66.
[30] A.I. Larkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58** (1970)1466.
[31] A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, J. Low. Temp. Phys. **34** (1979) 409.
[32] A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85** (1983) 1510, [Sov.Phys.JETP **58** (1983) 876].
[33] A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **86** (1984) 719, [Sov.Phys.JETP 59 (1984) 420].
[34] A.J. Leggett, Prog. Theor. Phys. Suppl. **69** (1980) 80.
[35] H. Dekker, Phys. Rev. **A38** (1988) 6351.
[36] A. Maassen van den Brink and H. Dekker, Physica **A237** (1997) 515.
[37] B.J. Vleeming, M.P.S. Andriesse, A. Maassen van den Brink, H. Dekker and R.de Bruyn Ouboter, Physica **B239** (1997) 216.
[38] L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red. **9** (1968) 150, [JETP Lett. 9 (1969) 87].
[39] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, New York, 1996).