

1-Теоретическая физика

Баранов Дмитрий Александрович, аспирант

Красноярский государственный университет, физический

Влияние упругости стенок двумерного резонатора на акустический транспорт

Научный руководитель: Садреев Алмаз Фаттахович, д. ф.-м. н, зав. лаборатории теории нелинейных процессов, Институт Физики им. Л.В.Киренского СО РАН

Адрес: 660036, г.Красноярск, Академгородок, д.17Б кв.21

Телефон: (3912) 44-57-19

E-Mail: dimba@akadem.ru стр. 53

Власов Захар Владимирович, 5 курс

Красноярский Государственный Университет, физический

Об одной модели электрически заряженной звезды

Научный руководитель: Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н, Заведующий кафедрой теоретической физики профессор, Красноярский Государственный Университет

Адрес: 660049 ул. Ленина 57 кв 4

Телефон: (3912)44-57-19

E-Mail: bam@lan.krasu.ru стр. 55

Галдина Александра Николаевна, аспирант

Днепропетровский национальный университет, физический

Критические свойства некоторых статистических моделей

Научный руководитель: Солдатова Евгения Дмитриевна, профессор, профессор кафедры квантовой макрофизики, Днепропетровский национальный университет

Адрес: 049050 г.Днепропетровск, пер.Научный, 13

Телефон: (056) 776-82-56

E-Mail: soldat@ff.dsu.dp.ua стр. 57

Гимазов Азат Альбертович, 5 курс

Башкирский государственный университет, физический

Компьютерное моделирование тройных стыков границ зерен

Научный руководитель: Назаров Айрат Ахметович, д. ф.-м. н, ,

Адрес: 450015 г. Уфа, ул Карла Маркса дом 54 кв.91

Телефон: (3472) 51-85-78

E-Mail: gimazov@ufacom.ru стр. 158

Глуховцев Алексей Васильевич, аспирант

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт, физико-математический

Исследование изменения поля влагосодержания пористого тела при сушке объёмными источниками энергии

Научный руководитель: Филиппов Александр Иванович, доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой Теор. физики, Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Адрес: 453103, Башкортостан, г.Стерлитамак, ул.Революционная, 5А., 8

E-Mail: Werty-1@yandex.ru стр. 59

Гусаревич Евгений Степанович, аспирант

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический

Импульсные распределения электронов, образующиеся при ионизации атомов водорода и гелия релятивистскими структурными многозарядными ионами

Научный руководитель: Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н, и.о. зав. каф. теор. физики, Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Адрес: 163060, г. Архангельск, пр. Дзержинского, д. 1, корп. 3, кв. 87

Телефон: (8182) 64-15-29

E-Mail: gusarevich.eugeny@pomorsu.ru стр. 61

Давлетбаев Альфред Ядгарович, 4 курс
Башкирский Государственный Университет, физический
Математическое моделирование распределения тепла в многослойной среде
Научный руководитель: Ковалева Лиана Ароновна, доктор технических наук, профессор, кафедра прикладной физики БашГУ
Адрес: 450074, Уфа, Гоголя 11-403
Телефон: (3472)23-67-62
E-Mail: DavletbaevAY@rambler.ru стр. 328

Дворовенко Вадим Николаевич, 4 курс
Кемеровский Государственный университет, физический
Квантовые гейты для преобразования Фурье
Научный руководитель: Золотарёв Михаил Леонидович, к. ф.-м. н, доцент кафедры теоретической физики, Кемеровский Государственный университет
Адрес: 650099, Кемерово, Красная 5-15
Телефон: (3842) 58-00-33
E-Mail: Vadimon@mail.ru стр. 63

Жуков Константин Геннадьевич, магистрант
Ростовский Государственный Университет, физический
Одномодовые и двумодовые возбуждения в цепочках Ферми Пасты Улама. Точные и приближенные решения.
Научный руководитель: Чечин Георгий Михайлович, к. ф.-м. н, доцент, Ростовский государственный университет, физический
Адрес: 344034, Ростов-на-Дону, пер. Гастелло, д. 4
E-Mail: kgz@inbox.ru стр. 65

Иванов Владимир Сергеевич, 5 курс
Витебский Государственный Университет им. П.М. Машерова, физический
Неустойчивость в нелинейных системах со спектром осцилляторного типа.
Научный руководитель: Николай Сергеевич Буйнов, к. ф.-м. н, оцент кафедры общей и теоретической физики, ВГУ им. П.М. Машерова
Адрес: Республика Беларусь, 210036 г. Витебск, Московский проспект, д.33 ВГУ-физфак
Телефон: (0212) 27-06-35
E-Mail: buin@mail.ru стр. 67

Каспржицкий Антон Сергеевич, магистрант
Ростовский государственный университет, физический
Теоретическое исследование спектра К-фотопоглощения атома Ве
Научный руководитель: Бугаев Лусеген Арменакович, д. ф.-м. н, профессор кафедры теор. и вычислительной физики, физический Ростовского Государственного Университета
Адрес: 344023 Ростов-на-Дону ул. Ленина, 229 кв.8
E-Mail: Anton1982@mail.ru стр. 577

Кидалашева Екатерина Сергеевна, 5 курс
Стерлитамакский государственный педагогический институт, физико-математический
Фильтрация газированной жидкости в гравитационном поле
Научный руководитель: Филиппов Александр Иванович, д.т.н., проф., Стерлитамакский государственный педагогический институт
Адрес: 453115, Башкортостан, Стерлитамак, ул. Вокзальная, д.23а., кв40
Телефон: (3473)25-61-92
E-Mail: djen@str.ru стр. 69

Кочкин Сергей Алексеевич, аспирант
Поморский государственный университет, физический
Методика вычислений энергетических спектров и температурных распределений выхода кластеров при ионном распылении металла

Научный руководитель: Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н, И.о. зав. кафедрой теоретической физики,
Поморский государственный университет
Адрес: 163009, г. Архангельск, ул. Октябрят, д. 4, корп. 3, кв. 46
E-Mail: skochkin@atnet.ru стр. 192

Кургузова Елена Михайловна, аспирант
Пензенский государственный университет, Естественнонаучный
Прогнозирование выходных параметров соединений А4Б6
Научный руководитель: Аверин Игорь Александрович, к. ф.-м. н, доцент, Пензенский государственный университет
Адрес: 440026, Пенза, ул. Красная 40
Телефон: (8412) 63-85-29
E-Mail: micro@diamond.stup.ac.ru стр. 202

Ляшков Павел Степанович, студент
Кемеровский государственный университет, физический
Подрешетки в кристаллах со структурой халькопирита
Научный руководитель: Поплавной Анатолий Степанович, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой теоретической физики, Кемеровский государственный университет
Адрес: 650065, г. Кемерово, пр. Октябрьский, д. 80 г, кв. 19
E-Mail: lpspollps@mail.ru стр. 71

Мальханова Ольга Геннадьевна, аспирант
Институт Металлургии УрОРАН, Лаборатория математического моделирования
Влияние выбора псевдопотенциальной модели на точность расчёта структурных факторов Бхатиа-Торнтона
Научный руководитель: Дубинин Николай Эдуардович, к. ф.-м. н, Старший научный сотрудник, Институт Металлургии УрОРАН
Адрес: 620131 Екатеринбург, Заводская 38-52
Телефон: (3432) 43-90-78
E-Mail: m_o_l_a@mail.ru стр. 348

Марков Игорь Александрович, 4 курс
МГУ им.М.В. Ломоносова, физический
Моделирование релаксации электронных возбуждений широкозонных диэлектриков после поглощения ВУФ фотонов.
Научный руководитель: Васильев Андрей Николаевич, д. ф.-м. н, профессор, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический, кафедра оптики и спектроскопии
Адрес: Россия, Москва, Ленинские горы, 119992 (ГСП-2)
E-Mail: igormarkov@yandex.ru стр. 72

Пасечник Роман Сергеевич, 4 курс
Ростовский Государственный Университет, физический
Генерация высокоэнергетических гамма-всплесков в процессах коллапса и аннигиляции нейтральных облаков.
Научный руководитель: Верешков Григорий Моисеевич, к. ф.-м. н, Заведующий лабораторией фундамент.-х взаимодей.-ий, НИИ Физики при РГУ
Адрес: 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге 28/2, общежитие 5 `А`, к. 805
E-Mail: rasesch@mail.ru стр. 73

Пасечник Роман Сергеевич, 4 курс
Ростовский Государственный Университет, физический
Инвариантная динамика скалярных возмущений в инфляционной Вселенной.
Научный руководитель: Верешков Григорий Моисеевич, к. ф.-м. н, Заведующий лабораторией фундамент.-х взаимодей.-ий, НИИ Физики при РГУ
Адрес: 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге 28/2, общежитие 5 `А`, к. 805
Телефон: (8632241) 3-28-13
E-Mail: rasesch@mail.ru стр. 75

Пахомова Татьяна Егоровна, старший преподаватель, аспирантка III года обуч.
Якутский государственный университет, физико-технический институт, физический
Расчет вероятностей безрадиационных распадов многоэлектронных систем в $\beta\beta$ -связи
Научный руководитель: Сивцев Василий Иванович, к. ф.-м. н, доцент, Якутский государственный университет, физико-технический институт
Адрес: 677000, г. Якутск пр. Ленина 23 кв.32.
Телефон: (4112)49-68-62
E-Mail: taniu@bk.ru стр. 77

Пашев Игорь Николаевич, аспирант
Поморский государственный университет, физический
Образование К-вакансий и свободно-связанных электрон-позитронных пар при взаимодействии атома с ультракоротким импульсом электромагнитного поля
Научный руководитель: Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н, И.о. зав. кафедрой теоретической физики, Поморский государственный университет
Адрес: 163065, г. Архангельск, ул. Воронина, д.30, корп.2, ком. 212
E-Mail: pashev.igor@pomorsu.ru стр. 79

Пестова Надежда Владимировна, 5 курс
Стерлитамакский государственный педагогический институт, физико-математический
Температурные поля при кислотной обработке нефтяных пластов
Научный руководитель: Филиппов Александр Иванович, д. ф.-м. н, профессор, Стерлитамакский государственный педагогический институт
Адрес: 453130, г. Стерлитамак, ул.Цюрупы, д.1б, кв.4
Телефон: (3473) 20-93-25
E-Mail: djen@str.ru стр. 81

Попов Андрей Валерьевич, магистрант
Алтайский государственный университет, физико-технический
Поиск Ридберговской материи: бериллий
Научный руководитель: Нажалов Альберт Иосифович, к. ф.-м. н, доцент, АлтГУ
Адрес: 656015, г. Барнаул, ул. Деповская, дом 15, корп. 2, кв.148
E-Mail: andrey_popov@barnaul.ru стр. 83

Прокофьев Владимир Васильевич, аспирант
Красноярский государственный университет, физический
Применение метода Галеркина для моделирования астрофизических объектов
Научный руководитель: Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н, профессор, зав. каф. теор. физ., Красноярский государственный университет
Адрес: 660124, г. Красноярск, ул. Борисевича, 13-129
Телефон: (3912) 44-57-19
E-Mail: prokofjev@mail.ru стр. 86

Рябов Денис Сергеевич, магистрант
Ростовский Государственный Университет, физический
Новые типы странных аттракторов в 3-х мерных диссипативных системах с дискретной симметрией
Научный руководитель: Чечин Георгий Михайлович, к. ф.-м. н, доцент, РГУ, каф. теор. и выч. физики
Адрес: 344012, Ростов-на-Дону, ул.Юфимцева 10/2, кв.37
E-Mail: dryabov@yandex.ru стр. 87

Рябченко Сергей Васильевич, аспирант
Поморский государственный университет, физический
Ионизация мезоатома при кратных столкновениях с двухатомной молекулой
Научный руководитель: Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н, И.о. зав. кафедрой теоретической физики, Поморский государственный университет
Адрес: 163016, г. Архангельск, ул. Октябрьская, д. 20, кв. 42
E-Mail: ryabchenko.sergey@pomorsu.ru стр. 89

Савелова Елена Павловна, аспирант
Ульяновский Государственный Университет, физико-технический
О свойствах частиц, подчиненных обобщенной статистике
Научный руководитель: Журавлев Виктор Михайлович, д. ф.-м. н, декан, Ульяновский Государственный Университет
Адрес: 432067 г. Ульяновск б-р Фестивальный д.17 кв. 67
Телефон: (8422)20-80-08
E-Mail: SEP_22.12.79@inbox.ru стр. 91

Салюк Юрий Марленович, аспирант
Днепропетровский национальный университет, физический
Кинетические уравнения для системы излучателей электромагнитного поля с учётом бинарных флуктуаций
Научный руководитель: Соколовский Александр Иосифович, д. ф.-м. н, профессор кафедры квантовой макрофизики, Днепропетровский национальный университет
Адрес: 49107, Украина, г. Днепропетровск, проспект Гагарина, 104, кв. 139
E-Mail: antonas@ukr.net стр. 93

Сергеев Евгений Иванович, 5 курс
Башкирский Государственный Университет, физический
Спектр спинволновых возбуждений ноль-градусных доменных границ в ферромагнетиках с различными типами анизотропии
Научный руководитель: Вахитов Роберт Минисламович, д. ф.-м. н, профессор, Башкирский Государственный Университет
Адрес: Респ.Башкортостан г. Уфа ул.Гоголя 11 кв.322 почт. индекс 450074
E-Mail: SergejevEI@land.ru стр. 95

Силинин Антон Владимирович, аспирант
Кемеровский государственный университет, физический
Матрицы связи подрешеток кубической сингонии
Научный руководитель: Поплавной Анатолий Степанович, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой теоретической физики, Кемеровский государственный университет
Адрес: 650023, г. Кемерово, пр. Октябрьский, д. 69а, кв. 55
Телефон: (3842) 53-75-21
E-Mail: wanderer81@pisem.net стр. 96

Слепцова Ирина Гаврильевна, 5 курс
Якутский государственный университет им. М.К.Аммосова, физический
Исследование электрогравитатической поляризации проводников.
Научный руководитель: Степанов Валерий Егорович, профессор, д.ф.-м.н., зав.кафедрой основ ядерной физики, ЯГУ
Адрес: 677008 г.Якутск, ул.Лермонтова 94/1, кв.42
E-Mail: sigira@mail.ru стр. 98

Совков Денис Евгеньевич, аспирант
Красноярский государственный университет, физический
Влияние локального поля на спектры автоионизационных резонансов
Научный руководитель: Геллер Юрий Исаевич, к. ф.-м. н, доцент кафедры квантовой электроники, Красноярский государственный университет
Адрес: 660041
Телефон: (3912) 44-54-69
E-Mail: sovkov@mail.ru стр. 99

Соколовский Сергей Александрович, аспирант
Днепропетровский национальный университет, аспирант, Радиофизический
Кинетические уравнения для электрона в кристалле с учетом неравновесных электрон-фононных корреляций

Научный руководитель: Черненко Иван Михайлович, д. ф.-м. н, профессор, Днепропетровский национальный университет
Адрес: г. Днепропетровск, 49100, пр. Героев д. 10, кв. 40
Телефон: (380562)67-88-73
E-Mail: s_sokolov2002@list.ru стр. 101

Ступка Антон Дмитриевич, м. н. с.
Днепропетровский национальный университет, физический
Уравнения для электромагнитного поля и его флуктуаций в неравновесной среде
Научный руководитель: Соколовский Александр Иосифович, д. ф.-м. н, профессор кафедры квантовой макрофизики, Днепропетровский национальный университет
Адрес: Днепропетровск, Запорожское шоссе 74, 357
E-Mail: antonas@ukr.net стр. 104

Таланов Антон Александрович, 5 курс
Красноярский государственный университет, физический
Модель релятивистского астрофизического объекта со слоисто-неоднородным распределением плотности массы
Научный руководитель: Баранов Александр Михайлович, д. ф.-м. н, Заведующий кафедры теоретической физики, профессор, Красноярский государственный университет
Адрес: 660077 Красноярск ул. Молокова 7-300
Телефон: (3912)44-57-19
E-Mail: bam@lan.krasu.ru стр. 106

Фёдоров Алексей Александрович, инженер
Институт аналитического приборостроения РАН, физико-механический
Самоорганизация иммунных комплексов АГ-АТ в процессе радиальной диффузии
Адрес: 190103, Санкт-Петербург, Рижский пр. 26
Телефон: (812) 251-86-63
E-Mail: f_aa@mail.ru стр. 863

Фёдоров Дмитрий Георгиевич, аспирант
КемГУ, физический
Зонная структура смешанных кристаллов $AgBr(1-x)I(x)$
Научный руководитель: Журавлёв Юрий Николаевич, к. ф.-м. н, доцент, КемГУ, кафедра теоретической физики
Адрес: 650055, г. Кемерово, ул. Мичурина 55а-54
Телефон: (3842) 21-07-57
E-Mail: Mitya00@rambler.ru стр. 635

Фирстов Сергей Владимирович, 3 курс
МГУ им. Н.П. Огарева, Институт физики и химии
Способ управления заряженной нерелятивистской частицы знакопеременным кулоновым полем.
Научный руководитель: Денисов Б.Н., к. ф.-м. н, доцент кафедры радиотехники, МГУ им. Н.П. Огарева, институт физики и химии
Адрес: 430000 респ. Мордовия, г. Саранск, ул. Большевикская, д. 68, корп. 2, ИФХ
Телефон: (8342)24-24-44
E-Mail: sergei_firstov@mail.ru стр. 108

Хакимьянов Азамат Тахирянович, аспирант
Красноярский государственный университет, физический
Медленный свет и интерференция переходов в континуум
Научный руководитель: Геллер Юрий Исаевич, к. ф.-м. н, доцент кафедры квантовой электроники, Красноярский государственный университет
Адрес: 660041
E-Mail: asamat@mail.ru стр. 110

Влияние упругости стенок двумерного резонатора на акустический транспорт

Баранов Дмитрий Александрович

Красноярский Государственный Университет

Садреев Алмаз Фаттахович, д.ф.-м.н

dimba@akadem.ru

Численно рассмотрен транспорт акустических волн через двумерный прямоугольный резонатор, стенки которого могут упругим образом смещаться под воздействием звукового давления. На первом этапе степени свободы стенок акустического резонатора моделируются разницей масс атомов, образующих стенки и атомов, участвующих в упругих колебаниях резонатора. Показано, что такая разница масс приводит к смещению резонансных пиков. В дальнейшем, модель была расширена вводом дополнительных параметров, отвечающих за упругие взаимодействия между атомами стенок и взаимодействия атомов стенок и внутренних атомов резонатора.

Прежде всего, интерес к такого рода задачам вызван электронным баллистическим транспортом через квантовые доты, и в настоящее время число работ по транспорту волн через двумерные бильярды исчисляется десятками тысяч. Однако, так как стационарное уравнение Шредингера, описывающее электронный транспорт в одно-частичном приближении, совпадает с уравнением Гельмгольца, описывающим волновой транспорт, в последнее время было успешно предпринято множество экспериментов, моделирующих квантовый электронный транспорт в макроскопических системах, будь то микроволновый транспорт через электромагнитные резонаторы [1] или акустический транспорт через акустические резонаторы [2].

В случае акустического транспорта, по мере увеличения звукового давления на стенки акустического резонатора, они могут упругим образом смещаться. Другими словами, в транспорт, помимо степеней свободы воздуха, вовлечены также степени свободы стенок резонатора. Эти эффекты могут стать важными в процессе резонансного транспорта, при котором резонансная частота трансмиссии определяется с точностью до радиационного сдвига собственными частотами закрытого резонатора. Так как в процессе резонансного транспорта амплитуда проходящей волны максимальна, то, соответственно, будет максимально звуковое давление на стенки резонатора. Последнее будет приводить к искажению формы резонатора, что, в свою очередь будет смещать резонансную частоту. Такая постановка вопроса нам представляется совершенно новой, если не брать во внимание множество работ, в которых стенки бильярдов в процессе баллистического транспорта возбуждались внешним периодическим полем, как, например, в [3].

В общем случае, подвижности границ можно добиться через учет разной структуры стенок и внутренней области резонатора. В настоящей работе рассмотрена модель, которая учитывает разницу масс атомов на границе бильярда и внутренних атомов.

Затем модель была расширена вводом дополнительных параметров связи между атомами, составляющих стенки резонатора, и между атомами стенок и внутренними атомами.

Сначала рассматривался закрытый двумерный билиард, описываемый стационарным волновым уравнением

$$H\psi(x, y) = E_0\psi(x, y), \quad (1)$$

где H — гамильтониан вида: $H = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$.

Затем закрытый прямоугольный двумерный резонатор открывается подсоединением волноводов (сшивается с внешним пространством) с помощью процедуры Андо. Статистика трансмиссии для подобной модели хорошо известна. В эту известную модель вносятся изменения, предполагающие различие в материале стенок и внутреннего пространства билиарда, что моделируется путем ввода отличия между массами внешних и внутренних атомов, а также неравными константами связи между атомами стенок и внутренними атомами.

Прямоугольная форма резонатора необязательна, в общем случае, она может быть произвольной. Выбранная здесь прямоугольная форма резонатора определяется исключительно возможностью сравнения полученных результатов вычислений для нашей модели с известными для такой формы в предельном случае одинаковых масс и в случае одинаковых констант связи.

На диаграмме вычисленной вероятности трансмиссии T (рис.1) видны смещения резонансных пиков в зависимости от масс граничных атомов (константы связи одинаковы). Кривая с $M=1$ соответствует известному случаю билиарда, состоящему из атомов с одинаковыми массами. С увеличением массы внешних атомов происходят смещения резонансных пиков в сторону уменьшения по энергии.

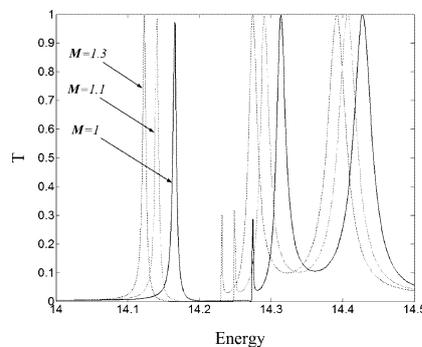


рис.1

Таким образом, было показано, что введение различия в массах атомов билиарда и связей влияет на резонансные уровни энергии и сдвигает их из положения, соответствующего случаю билиарда, состоящего из атомов равной массы и одинаковых связей.

Список публикаций:

- [1] Kim Y.-H., Barth M. and Stöckmann H.-J. Wave function scarring in open quantum dots: A microwave-billiard analog study // *Phys. Rev. B.* -2002. -V.65. -N.16. -P.5317.
- [2]. Kudrolli A., Kidambi V., and Sridhar S. Experimental studies of chaos and localization in quantum wave functions // *Phys. Rev. Lett.* -1995. -V.75. -N.5. P.822.
- [3]. Cohen D., Wisniacki D. A. Stadium billiard with moving walls // *Phys. Rev. E.* -2003. -V.67. -N.2. -P.6206.

Об одной модели сферически – симметричной заряженной звезды

Власов Захар Владимирович

Красноярский Государственный Университет

Баранов Александр Михайлович, д.ф.-м.н

bam@lan.krasu.ru

В настоящей работе рассматривается модель сферически-симметричной статической звезды. Моделируемый астрофизический объект имеет некоторое распределение нейтрального вещества в виде идеальной паскалевой жидкости и распределение электрического заряда, растворенного в этой жидкости. При этом внешнее решение должно удовлетворять решению Райснера-Нордстрема как обобщению внешнего решения Шварцшильда для заряженного сферически-симметричного тела. Модель рассматривается без вращения и излучения.

Выберем метрический интервал в радиационных координатах Бонди:

$$ds^2 = F(r)dt^2 + 2L(r)dtdl - r^2(d\Theta^2 + \sin^2(\Theta)d\varphi^2) \quad (1)$$

Метрические коэффициенты $G=G(r)$, и $L=L(r)$ суть функции радиальной переменной r , t – временная координата, θ и φ - угловые переменные, скорость света $c=1$ и ньютоновская гравитационная постоянная $G_N=1$. Уравнения Эйнштейна в тетрадных обозначениях с источником в форме тензора энергии-импульса записывают в виде

$$G_{(\alpha)(\beta)} = R_{(\alpha)(\beta)} - \frac{1}{2}g_{(\alpha)(\beta)}R = -kT_{(\alpha)(\beta)} \quad (2)$$

где $G_{(\alpha)(\beta)}$ - тензор Эйнштейна, $R_{(\alpha)(\beta)}$ - тензор Риччи, R - скалярная кривизна, $k=8\pi$ - постоянная Эйнштейна в выбранной нами системе единиц. Результирующий тензор энергии-импульса материи берется как прямая сумма тензора энергии $T_{(\alpha)(\beta)}$ импульса идеальной паскалевой жидкости, нейтральной материи и тензора энергии-импульса электромагнитного поля

$$T_{(\alpha)(\beta)} = T_{(\alpha)(\beta)}^{fluid} + T_{(\alpha)(\beta)}^{elmag} \quad (3)$$

где

$$T_{(\alpha)(\beta)}^{fluid} = (\mu + \rho)u_{(\alpha)}u_{(\beta)} - pg_{(\alpha)(\beta)} \equiv \mu u_{(\alpha)}u_{(\beta)} + pb_{(\alpha)(\beta)} \quad (4)$$

$$T_{(\alpha)(\beta)}^{elmag} = \frac{1}{4\pi}(-F_{(\alpha)(\sigma)}F_{(\beta)}^{(\sigma)} + \frac{1}{4}g_{(\alpha)(\beta)}F_{(\sigma)(\tau)}F^{(\sigma)(\tau)}) \quad (5)$$

где $\mu(r)$ плотность массы-энергии; $p(r)$ давление идеальной паскалевой жидкости; $u_{(\alpha)}$ – 4-скорость в тетрадных обозначениях $b_{(\alpha)(\beta)}$ – 3-проектор на пространственноподобную гиперповерхность (или 3-метрика), ортогональный 4-скорости тензор электромагнитного поля, причем $F_{(\alpha)(\beta)} = -F_{(\beta)(\alpha)}$; все функции зависят только от радиальной переменной. Система с учетом сферической симметрии задачи эквивалентна четырем уравнениям Эйнштейна.

Из полученной системы гравитационных уравнений можно получить решение для заряженной жидкости [1], дополнив систему уравнениями Максвелла.

От второй пары уравнений Максвелла при наличии поля тяготения и заряженной среды, с учетом метрики останется:

$$\left(\frac{x^2 E}{L}\right)'_x = 4\pi R \rho \frac{x^2}{\sqrt{\varepsilon(x)}}; \quad (6)$$

здесь и далее штрихом обозначена производная по безразмерной радиальной переменной $x = r/R$ (R - радиус звезды, $(0 \leq x \leq 1)$), все функции зависят от этой переменной. Путем исключения плотности массы-энергии и давления система уравнений сводится к линейному дифференциальному уравнению с переменными коэффициентами на функцию $G(x)$, где $F = G^2$,

$$G'' + f(x)G' + g(x)G = 0 \quad (7)$$

где $f(x) = (\ln \varphi)'$, $\Phi(x) = \sqrt{\varepsilon}/x$, коэффициент $g(x)$ равен

$$g(x) = \frac{2(1-\varepsilon)+x\varepsilon'}{2x^2\varepsilon} - \frac{2\chi}{\varepsilon} W_{el} \quad (8)$$

и введены постоянная $\chi = kR^2 = 8\pi R^2$ и новая функция ε :

$$\varepsilon(x) = \frac{F}{L^2} = 1 - \Phi \quad (9)$$

Вводя плотность энергии электрического поля пропорциональной x^2 , но с произвольной мультипликативной функцией $\lambda^2 = \lambda^2(x)$, которая должна при переходе к плоскому случаю ($\chi = 0$) и однородной плотности заряда в шаре, переходит в $\lambda^2 = const (G_N \rightarrow 0, \rho \rightarrow \rho_0 = const)$. В отличие от [1] мы определим здесь плотность энергии электрического поля как:

$$W_{el} = \frac{1}{8\pi} \lambda^2(x) x^2; \quad (10)$$

$$\mu(x) = \mu_0(1 - x^2), \quad (11)$$

а плотность электрического заряда

$$\rho = \rho^* \sqrt{\varepsilon(x)} = \rho_0(1 - ax^2) \sqrt{\varepsilon(x)}, \quad (12)$$

где, исходя из граничных условий и принимая $a = const$;
 $\rho(x=0) \equiv \rho(0) = \rho_0 \sqrt{\varepsilon(x)}$; $\rho(x=1) \equiv \rho(1) = \rho_0(1-a) \sqrt{\varepsilon(1)}$;

$$a = \frac{\rho(1) \sqrt{\varepsilon(0)}}{\rho(0) \sqrt{\varepsilon(1)}} \quad (13)$$

причем $a \rightarrow 0$, если $G_N = 0$.

Подставляя в уравнение Максвелла, (постоянная интегрирования равна нулю) получаем:

$$\lambda(x) = \frac{4\pi\rho_0 R}{3} \left(1 - \frac{3a}{5} x^2\right), \quad (14)$$

отсюда находим

$$W_{el} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{4\pi R}{3}\right)^2 \rho_0^2 \left(1 - \frac{3a}{5} x^2\right)^2 x^2. \quad (15)$$

Уравнение (7) численно решается в аналитическом пакете MAPLE методом Рунге-Кутты. Решение уравнения представлено в виде графика на рис.1, рядом приведены результаты для незаряженной звезды (рис. 2).

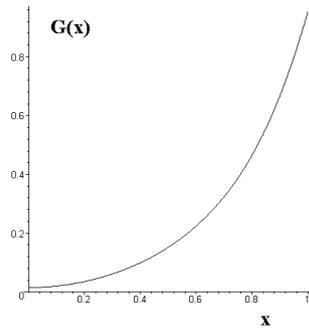


рис. 1

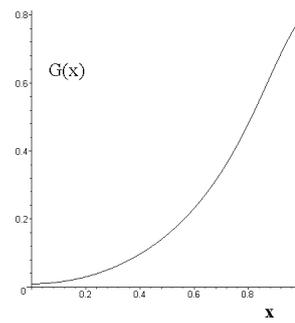


рис. 2

Список публикаций::

[1] Баранов А.М. Осцилляторный подход к описанию статической звезды с нейтральной и заряженной идеальной жидкостью//Вестник КрасГУ. - Красноярск, №1, 2002. - С.5-12.

Критические свойства некоторых статистических моделей

Галдина Александра Николаевна

Солдатова Евгения Дмитриевна

Днепропетровский национальный университет

Солдатова Евгения Дмитриевна, д.ф.-м.н

soldat@ff.dsu.dp.ua

В теории критического состояния очень большой интерес представляет исследование поведения некоторых модельных систем, в частности, точно решаемых двумерных моделей, которые составляют «золотой фонд» статистической механики. Особое значение имеют модели Либа и Бэкстера, для которых не выполняются гипотезы скейлинга и универсальности.

Данная работа посвящена изучению критических свойств указанных моделей термодинамическим методом исследования критических состояний однокомпонентных систем, который основан на конструктивном определении критического состояния системой линейных и нелинейных однородных уравнений и исследовании условий устойчивости критического состояния [1].

Определение критического состояния можно записать в виде :

$$\begin{cases} dT = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_x dS + \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_S dx = 0 \\ dX = \left(\frac{\partial X}{\partial S}\right)_x dS + \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_S dx = 0 \end{cases}, \left(\frac{dX}{dT}\right)_c = -\frac{dS}{dx} = K_c. \quad (1)$$

Необходимым условием решения системы является

$$\det \begin{bmatrix} \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_x & \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_S \\ \left(\frac{\partial X}{\partial S}\right)_x & \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_S \end{bmatrix} = D = 0, . \quad (2)$$

а решение системы представляет собой наклон линии фазового равновесия в критической точке K_c , который выражается через адиабатические коэффициенты устойчивости:

$$-\frac{dS}{dx} = K_c = \left[\text{sign} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s \right] \left[\left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_s \left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_x^{-1} \right]^{1/2} = \left(\frac{\partial X}{\partial T} \right)_x. \quad (3)$$

D называется детерминантом устойчивости системы, а величины $\left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_x$, $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_s$, $\left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_s$, составляющие его, – адиабатическими величинами (АВ).

Величины $\left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_x$, $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_x$, $\left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)_T$ называются изодинамическими величинами (ИВ).

Это определение при совместном рассмотрении с условиями устойчивости критического состояния приводит к существованию четырех альтернативных типов критического поведения, которые классифицируются по значению АКУ и K_c . Для каждого типа установлено поведение всего комплекса характеристик устойчивости (АВ и ИВ).

Сегнетоэлектрическая модель Либа единственная из всех известных моделей имеет точное решение в присутствии внешнего электрического поля и позволяет определить все АВ и ИВ. Интересной особенностью ее является также нарушение гипотезы подобия. Наши исследования показывают, что нарушение гипотезы подобия в модели Либа связано с тем, что в докритической и закритической областях реализуются различные типы критического поведения. Поведение АВ и ИВ при $T < T_c$ соответствует второму типу критического поведения, а при $T > T_c$ – четвертому. Кроме того, установлено, что в критической точке модели сходятся три линии фазового равновесия. Возможность существования критической точки такого типа была предсказана термодинамическим методом [1].

Модель Бэкстера является обобщением модели Либа и имеет ту особенность, что в ней нарушается гипотеза универсальности – критические показатели непрерывным образом зависят от параметра взаимодействия μ . Нами было установлено, что в случае ферромагнитной модели Бэкстера в зависимости от значения параметра взаимодействия реализуется второй или четвертый тип критического поведения, причем четвертый тип представлен тремя возможностями (с разными значениями критического наклона K_c). В случае сегнетоэлектрической модели Бэкстера также в зависимости от μ реализуется второй или четвертый тип с $K_c = 0$.

Результаты проведенного исследования заключаются в следующем:

- Впервые термодинамический метод исследования [1] применен для определения поведения всего комплекса характеристик устойчивости моделей Либа и Бэкстера.
- Исследованы типы критического поведения моделей; показано, что для них реализуются второй и четвертый типы с различными значениями K_c .

- Нарушение гипотезы скейлинга в модели Либа объясняется реализацией различных типов критического поведения в докритической и закритической областях.

- Показано существование в модели Либа критической точки нового типа, в которой сходятся три линии фазового равновесия.

Проведенные исследования являются хорошей иллюстрацией разнообразия проявления природы критического состояния, описанного термодинамическим методом.

Список публикаций:

[1] Soldatova E. D., *Condensed Matter Physics*, 2, №4(20), 603-616 (1999).

Исследование изменения поля влагосодержания пористого тела при сушке объёмными источниками энергии

Глуховцев Алексей Васильевич

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Филиппов Александр Иванович, д.т.н

Werty-1@yandex.ru

Рассмотрена наиболее актуальная тема области теплофизики - проблема интенсификации тепло-массообмена в пористых средах, которая подлежит строгому регулированию в различных технологических процессах.

Исходя из уравнения теплового баланса составлена математическая модель процесса тепло-массопереноса, получены уравнения для стадии нагрева и сушки материала. Уравнение теплового баланса запишется в виде:

$$\frac{\partial(c\rho T)}{\partial t} + \nabla[-\lambda\nabla T + c_g \rho_g \bar{v}_g T] = (A \cdot E^2 \nu \cdot \varepsilon \cdot tg \delta) S m - L \rho_w \frac{\partial S}{\partial t}, \text{ где} \quad (1)$$

$$c\rho = (1-m)\rho_s c_s + mS\rho_w c_w + m(1-S)\rho_g c_g,$$

$$\lambda = (1-m)\lambda_s + mS\lambda_w + m(1-S)\lambda_g, \quad (2)$$

$$Q_V = A \cdot E^2 \nu \cdot \varepsilon \cdot tg \delta.$$

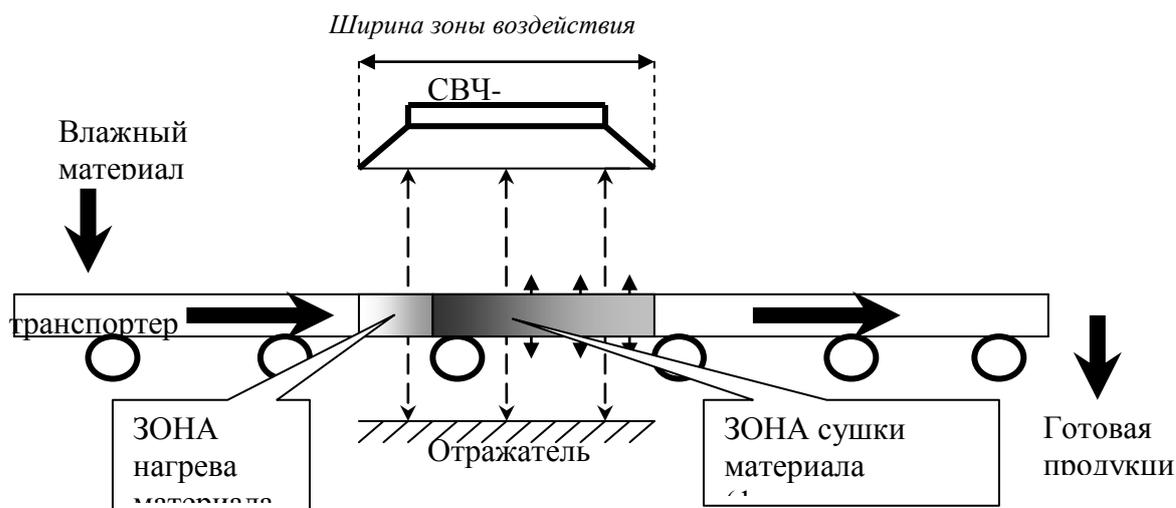


рис. 1.

Получены аналитические решения для двух случаев: сушка только с учётом фазового перехода (3), (4) (условие достаточно мощных источников тепла $\nabla T = 0$) и с учётом возникающей естественной конвекцией пара и кондуктивной теплопередачи.

Производимые расчёты были согласованы с параметрами установки СВЧ-излучения, которая использовалась группой исследователей СФ УГНТУ. По полученным решениям были построены графики зависимостей времён нагрева и сушки материалов с различными физико-химическими параметрами и проведён анализ каждого из них. Полученные результаты теоретических исследований показали хорошее совпадение с экспериментами, которые проводились в СФ УГНТУ (Бикбулатов И.Х., Шулаев Н.С., Даминев Р.Р.) [1].

Полученные решения позволяют достаточно точно прогнозировать длительность термического воздействия СВЧ-излучателя для получения материалов с заданными характеристиками влагосодержания, что позволит существенно сократить энергетические затраты и улучшить качество получаемой продукции. В предлагаемой технологической карте процесса сушки материалов СВЧ-излучением общее время $\tau_{\text{общее}} = \tau_{\text{нагрева}} + \tau_{\text{сушки}}$, а скорость движения транспортёрной ленты $v_{\text{ов}} = \text{Длина зоны} / \tau_{\text{об}}$ (см. рис. 1).

Список публикаций:

- [1] Бикбулатов И.Х., Шулаев Н.С., Даминев Р.Р. *Электрофизические методы воздействия и экооболочки в разработке и создании энергосберегающих экологически безопасных технологий*. Академия наук РБ. Лаборатория промышленной экологии и мониторинга СФ УГНТУ. Стерлитамак, 2000.
- [2] Введенский Б.А., Аренберг А.Г. *Радиоволноводы* ГосТехИздат. 1946.
- [3] Енохович А.С. *Справочник по физике и технике*. Москва, Просвещение. 1976.
- [4] Луи Де Бройль *Электромагнитные волны в волноводах*. 1948.
- [5] Лыков А.В. *Теория сушки*. Москва, Энергия 1968.

**Импульсные распределения электронов, образующихся при
ионизации атомов водорода и гелия релятивистскими структурными
многозарядными ионами**

Гусаревич Евгений Степанович

Поморский Государственный Университет

Матвеев Виктор Иванович, д.ф.-м.н

gusarevich.eugeny@pomorsu.ru

В настоящее время современные экспериментальные методы, применяемые при исследовании процессов ионизации атомов релятивистскими ионами, позволяют непосредственно получать распределения ионизируемых электронов по различным физическим характеристикам: углам вылета электронов, их энергии и компонентам импульса. Каждое из таких распределений (спектров) несёт свою информацию об исследуемом процессе. Так, при изучении импульсных спектров можно исследовать распределение ионизированных электронов как по продольной \mathbf{k}_l (ориентированной по направлению движения иона), так и по поперечной \mathbf{k}_{tr} (лежащей в плоскости параметра удара) компонентам их импульса. Проведение таких исследований позволяет получить информацию о характере столкновения и о том, каким образом осуществлялась передача импульса от налетающего иона электронам атома мишени.

В данной работе представлено теоретическое описание электронной эмиссии из атомов водорода и гелия, обусловленной столкновением их с релятивистскими структурными многозарядными ионами, а именно, получены распределения ионизированных электронов по продольной k_l и поперечной k_{tr} компонентам их импульса. Здесь и далее под структурными ионами подразумеваются ионы, содержащие на своих оболочках некоторое количество связанных электронов. В большинстве расчётных методик поле, создаваемое такими структурными ионами, описывается как поле точечного заряда. Однако, ясно, что для более точного описания эмиссии атомных электронов при столкновении с многозарядным релятивистским структурным ионом последний должен рассматриваться не как точечная частица, а как распределённый в пространстве заряд. Именно поэтому в данной работе для расчёта импульсных спектров ионизированных электронов применялся непerturbативный подход, основанный на приближении эйконала и методе сшивки, который позволяет естественным образом учитывать пространственную протяжённость заряда налетающих ионов.

Рассмотрим, для примера, столкновение движущегося со скоростью v релятивистского структурного многозарядного иона с покоящимся атомом водорода. Взаимодействие атомного электрона с частично экранированным ионом с зарядом ядра Z , содержащим N_i электронов на своих оболочках, будем описывать комбинацией кулоновского потенциала и потенциала Юкавы с параметром экранирования λ [1]. Тогда, применяя малоугловое эйкональное приближение и метод сшивки [2-4], для распределений ионизированных электронов по компонентам импульса k_l и k_{tr} получим выражение (здесь и далее используются атомные единицы)

$$\frac{d\sigma}{dk_{l,tr}} = 8\pi \frac{Z^{*2}}{v^2} \lambda_{l,tr} \left(\ln \frac{2\alpha_{l,tr} v^2 \gamma}{\eta Z^* \omega_{l,tr}} - \frac{\beta^2}{2} \right). \quad (1)$$

Здесь $Z^* = Z - N_i$ – видимый заряд иона, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, c – скорость света, $\eta = \exp B = 1,781$ ($B = 0,5772$ – постоянная Эйлера),

$$\lambda_l = \int_0^\infty f(k_l, k_{tr}) k_{tr} dk_{tr}, \quad \lambda_{tr} = k_{tr} \int_{-\infty}^\infty f(k_l, k_{tr}) dk_l, \quad (2)$$

$$f(k_l, k_{tr}) = 2^6 k_{tr}^2 / [k^3 (1+k^2)^5] [1 - \exp(-2\pi/k)]^{-1} \exp\{-4/k \arctg k\}, \quad (3)$$

$$\alpha_{l,tr} = \lim_{b_0 \rightarrow \infty} \frac{Z^*}{vb_0} \exp\left\{ \frac{v^2}{4Z^{*2} \lambda_{l,tr}} \int_0^{b_0} P_{l,tr}[q_s(b)] b db \right\}, \quad (4)$$

$$\omega_l = \exp\left\{ \frac{1}{\lambda_l} \int_0^\infty f(k_l, k_{tr}) \ln \omega_k k_{tr} dk_{tr} \right\}, \quad \omega_{tr} = \exp\left\{ \frac{k_{tr}}{\lambda_{tr}} \int_{-\infty}^\infty f(k_l, k_{tr}) \ln \omega_k dk_l \right\}, \quad (5)$$

$\omega_k = (k^2 + 1)/2$, k – импульс электрона. Выражения же $P_l[q_s(b)]$ и $P_{tr}[q_s(b)]$ имеют смысл плотностей вероятности вылета электрона с компонентами импульса k_l и k_{tr} соответственно при передаче ему импульса $q_s = 2Z^*/(vb) [1 + v/(1-v)b/\lambda K_1(b/\lambda)]$ от иона, где $v = N_i/Z$, b – параметр удара, а $K_1(z)$ – функция Макдональда.

Используя формулы (1)-(5), мы рассчитали дифференциальные сечения $d\sigma/dk_l$ и $d\sigma/dk_{tr}$ эмиссии электрона из атома водорода при столкновении с релятивистским

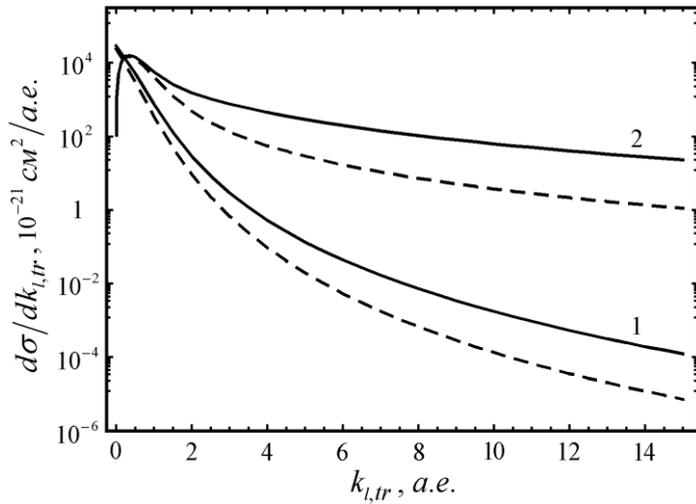


рис. 1.

структурным ионом Xe^{10+} , обладающим энергией 10 ГэВ/нуклон. Результаты расчёта приведены на рис. 1 (кривые 1 – распределение по k_l , кривые 2 – по k_{tr} ; сплошная линия – расчёт с учётом протяжённости иона, пунктир – ион описывается как точечная частица). Из рис. 1 видно, что учёт протяжённости заряда иона приводит к заметному увеличению электронной эмиссии, особенно при больших значениях k_l и k_{tr} .

Автор благодарит

Министерство образования Российской Федерации (грант А03-2.9-599) и Фонд INTAS-GSI (проект 03-54-4294) за финансовую поддержку работы.

Список публикаций:

- [1] Brandt W., Kitagawa M., *Phys.Rev.*, **B25**, 5631-5637 (1982).
- [2] Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю., *ЖЭТФ*, **114**, 1646-1661 (1998).
- [3] Матвеев В.И., Гусаревич Е.С., *ЖЭТФ*, **123**, 42-48 (2003).
- [4] Матвеев В.И., Гусаревич Е.С., Пашев И.Н., *Письма в ЖТФ*, **29**, 29-36 (2003).

Квантовые гейты для преобразования Фурье

Дворовенко Вадим Николаевич

Кемеровский государственный университет

Золотарев Михаил Леонидович, к. ф.-м. н

Vadimon@mail.ru

Преобразование Фурье предоставляет возможность решать многие конкретные научные задачи. В их числе, например, задачи на нахождение собственных значений и векторов, и возможно именно квантовые вычисления позволят смоделировать сложные (например, квантовые с большим числом частиц) физические системы. Также преобразование Фурье является ключом к многим математическим задачам, таким как например факторизация больших чисел, способная сделать бесполезными некоторые современные криптографические приемы.

Для реализации квантового преобразования Фурье, а также других квантовых алгоритмов, необходимо создать набор основных гейтов. Универсальным является набор гейтов из произвольного гейта на одном кубите и гейт *управляемое-не* (C) между любыми двумя кубитами.

Все квантовые однобитные гейты могут быть представлены в виде произведения следующих гейтов

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta/2 & \sin \theta/2 \\ -\sin \theta/2 & \cos \theta/2 \end{pmatrix}, R_z(\alpha) = \begin{pmatrix} e^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha/2} \end{pmatrix}, Ph(\delta) = \begin{pmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}.$$

Исследуем ситуацию, когда для реализации квантового компьютера доступны только гейты на одном кубите и гейты *управляемое-не* только для любых соседних кубитов. Такие ограничения например позволяют экспериментально создать квантовый компьютер, например, на базе электронного сканирующего микроскопа.

Для обхода этого ограничения введем дополнительные гейты SW (меняющие местами два соседних кубита, $SW_{12} = C_{12}C_{21}C_{12}$) и SH (сдвигает кубит на место другого, последовательное использование гейтов SW). Любая операция над кубитами теперь сводится к перемещению одного из них к другому гейтом SH, произведению операции (любая двухкубитная операция представима не более чем шестью элементарными гейтами), и обратному перемещению кубита. Можно не перемещать кубит обратно, но тогда при моделировании необходимо следить за положением каждого кубита, а это усложняет оценку количества шагов, хотя может и дать их экономию.

Для построения квантовой сети преобразования Фурье необходим гейт $X_n = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{2\pi i/2^n} \end{pmatrix}$, который является гейтом типа *управляемое-W* (если

управляющий кубит равен 1, то гейт W производится над вторым кубитом). Гейт X_n представляется шестью гейтами (см. рис 1), причем

$$A = R_z\left(-\frac{2\pi}{2^n}\right), B = R_z\left(\frac{\pi}{2^n}\right), C = R_z\left(\frac{\pi}{2^n}\right), E = Ph\left(\frac{\pi}{2^n}\right)$$

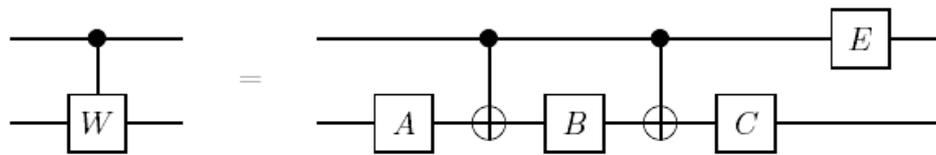


рис. 1

Все преобразование Фурье можно представить в виде следующей квантовой вычислительной сети (см рис. 2, гейтом $\pi/2$ обозначен гейт $R_y(\pi/2)$).

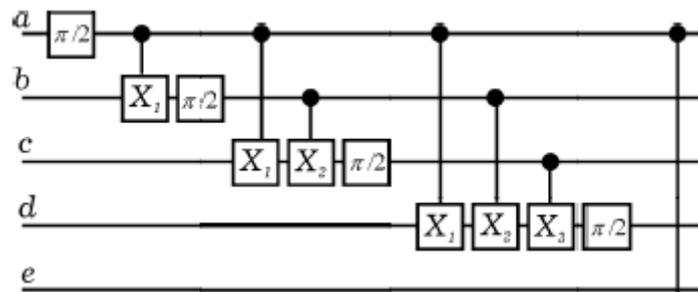


рис. 2

Для выполнения преобразования Фурье по такой схеме необходимо порядка n^3 квантовых операций (гейтов), в то время как для классических способов требуется порядка 2^n шагов. Это делает квантовое преобразование Фурье гораздо более эффективным при разрядности входного регистра $n > 15$.

При моделировании квантового компьютера наиболее логичной представляется матричная форма представления состояний. Так если состояния кубита компьютера представляются базисными векторами $|0\rangle = (1, 0)^T$ и $|1\rangle = (0, 1)^T$, то состояния квантового компьютера описываются в системе с базисом $|0\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle$, $|0\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots \otimes |1\rangle \dots |1\rangle \otimes |1\rangle \otimes \dots \otimes |1\rangle$, где \otimes - тензорное (кронеккеровское) произведение. Точно также из матриц преобразований для одного кубита можно получить матрицы для всей квантовой системы, тензорно перемножая их с матрицами единичного преобразования.

Моделирование квантовых вычислительных процессов представляется достаточно трудной задачей, так как для системы из больше 35 кубитов требуется колоссальный объем памяти (более 100 Гб). Также сложным представляется процесс моделирование квантовой системы с помощью разветвленной компьютерной сети, так как для моделирования необходим доступ ко всей памяти, а не просто большое количество математических операций.

Новые просторы для создания квантовых компьютеров могут дать системы большим двух числом базисных состояний кубита. В таких системах можно экономичнее использовать кубиты и хранить в одном кубите как полезную информацию, так и информацию для коррекции ошибок.

Также интерес представляют построение квантового компьютера на системе с непрерывным спектром. Возможно, именно в такой системе может быть достигнута максимальная мощность аналогового квантового вычисления.

Одномодовые и двухмодовые возбуждения в цепочках Ферми-Пасты-Улама. Точные и приближенные решения

Жуков Константин Геннадьевич

Ростовский Государственный Университет

Чечин Георгий Михайлович, к. ф-м. н

kgz@inbox.ru

В работах [1,2] было введено понятие *бушей* нормальных мод, которые представляют собой некоторые *точные* динамические режимы в нелинейных системах с дискретной симметрией. Бушем называется особый динамический режим, возникающий при задании начальных условий, симметрия которых определяется *подгруппой* группы симметрии G_0 исходной системы в состоянии равновесия. При этом в процесс колебаний обычно оказываются вовлеченными не все нормальные моды, а только весьма ограниченный их набор, сохраняющийся с течением времени. Наборы мод, образующие буши, могут быть найдены при помощи теоретико-групповых методов, описанных в работах [1,2]. В математическом смысле буши мод представляют собой инвариантные многообразия, разложенные по базисным векторам неприводимых представлений группы G_0 . Инвариантные многообразия для частного случая моноатомных цепочек с помощью различных методов рассматривались в работах [3-7].

Буш не при любых амплитудах колебаний является устойчивым [3,4]. При достижении некоторой критической амплитуды он теряет устойчивость в том смысле, что в колебательный процесс за счет параметрического взаимодействия вовлекаются некоторые не входящие в него моды. При этом исходный буш переходит в другой буш большей размерности, имеющий более низкую симметрию.

В конкретных моделях динамика бушей мод описывается соответствующими системами обыкновенных дифференциальных уравнений. Настоящая работа посвящена нахождению приближенных аналитических решений уравнений движения для одномерных и двумерных бушей мод в цепочках FPU- α и FPU- β методом нормализации, основанным на теореме Пуанкаре-Дюлака, и сравнению этих решений с численным решением точных уравнений. Так как рассматриваемые уравнения движения бушей мод справедливы только при амплитудах ниже границы их устойчивости, то полученные приближенные решения должны адекватно описывать динамику бушей именно в этой области.

Метод нормализации заключается в исключении из уравнений так называемых нерезонансных нелинейных членов вплоть до заданного порядка путем соответствующих нелинейных замен переменных. В результате, в уравнениях остаются только резонансные члены, и структура уравнений существенно упрощается. В большинстве случаев для этих упрощенных уравнений удается найти аналитическое решение в виде суперпозиции колебаний на основных (перенормированных), комбинационных и кратных частотах. Перенормированные частоты и амплитуды представляют собой асимптотические ряды по соответствующим малым параметрам.

Для цепочек FPU существуют шесть различных одномерных бушей мод, динамические уравнения которых сводятся к следующим трем типам [4]:

$$\ddot{v} + \omega^2 v = 0, \quad \ddot{v} + \omega^2 v = Kv^2 \quad \text{и} \quad \ddot{v} + \omega^2 v = Kv^3. \quad (1)$$

Здесь коэффициент K и частота ω различны для разных бушей. Первое уравнение (ему соответствуют 2 буша для цепочки FPU- α) имеет тривиальное аналитическое решение, остальные же представляют интерес для нормализации. Второму соответствует один буш для FPU- α , а третьему (уравнению Дуффинга) соответствуют все шесть одномерных бушей для цепочки FPU- β . Применяя метод нормализации с сохранением нелинейных членов вплоть до третьего порядка, включительно удается построить приближенные аналитические решения, погрешность которых при амплитудах соответствующих границам устойчивости в большинстве случаев не превышает 1%. Оценка точности получена путем сравнения Фурье-спектров приближенного аналитического и “точного” численного решений.

Для двумерных бушей мод для цепочек FPU существуют следующие типы уравнений движения:

$$\begin{cases} \ddot{v}_1 + \omega_1^2 v_1 = K_{11}v_1^2 + K_{12}v_1v_2 + K_{13}v_2^2, \\ \ddot{v}_2 + \omega_2^2 v_2 = K_{21}v_1^2 + K_{22}v_1v_2 + K_{23}v_2^2, \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \ddot{v}_1 + \omega_1^2 v_1 = (K_{11}v_1^2 + K_{12}v_2^2)v_1, \\ \ddot{v}_2 + \omega_2^2 v_2 = (K_{21}v_1^2 + K_{22}v_2^2)v_2, \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \ddot{v}_1 + \omega_1^2 v_1 = (K_{11}v_1^2 + K_{12}v_1v_2 + K_{13}v_2^2)v_1, \\ \ddot{v}_2 + \omega_2^2 v_2 = K_{21}v_1^3 + K_{22}v_1^2v_2 + K_{23}v_2^3, \end{cases} \quad (4)$$

различающиеся для разных бушей значениями входящих в эти уравнения постоянных ω_i и K_{ij} . В частности некоторые из коэффициентов K_{ij} могут быть равны нулю.

В отличие от случая одномерных бушей мод для применения процедуры нормализации уравнений (2)-(4) существенным оказывается соотношение между частотами ω_1 и ω_2 , а именно, являются ли они рационально соизмеримыми или несоизмеримыми. В настоящей работе были исследованы оба эти случая, найдены соответствующие приближенные решения и проверена их точность вплоть до границы устойчивости соответствующих бушей мод.

Таким образом, на примере одномерных и двумерных бушей мод для цепочек FPU показано, что метод нормализации позволяет строить достаточно точные приближенные аналитические решения для динамических уравнений бушей мод во всей области их устойчивости. Полученные результаты позволяют надеяться, что с помощью нормализации, основанной на теореме Пуанкаре-Дюлака, можно получать адекватные аналитические решения динамических уравнений для бушей мод и для других, более реалистичных по сравнению с FPU, физических моделей.

Список публикаций:

- [1] В. П. Сахненко, Г. М. Чечин, ДАН **330**, 308 (1993); В. П. Сахненко, Г. М. Чечин, ДАН **338**, 42 (1994).
- [2] G. M. Chechin, V. P. Sakhnenko, *Physica D* **117**, 43 (1998).
- [3] G. M. Chechin, N. V. Novikova, A. A. Abramenko, *Physica D* **166**, 208 (2002).
- [4] К. Г. Жуков, Д. С. Рябов, Г. М. Чечин, *Электронный журнал «Исследовано в России»*, 137, 1616-1644 2003; 161, 1945-1964, 2003.
- [5] P. Poggi, S. Ruffo, *Physica D* **103** (1997) 251.
- [6] B. Rink, *Physica D* **175** (2003) 31.
- [7] S. Shinohara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** (2002), 1802.

Неустойчивость в нелинейных системах со спектром осцилляторного типа

Иванов Владимир Сергеевич

Витебский государственный университет

Буйнов Николай Сергеевич, к.ф.-м.н

buin@mail.ru

Исследование систем со спектром осцилляторного типа (экситоны, поляритоны, магноны, уровни Ландау в полупроводниках) представляет существенный интерес для задач квантовой электроники, а также теории фазовых переходов в твердых телах. Нами была рассмотрена система квантовых осцилляторов, взаимодействующих с бозонным полем.

Гамильтониан, описывающий такую систему, имеет вид:

$$H = \sum_{j=1}^N \hbar\omega_0 b_j^+ b_j + \hbar\omega_{\bar{k}} a_{\bar{k}}^+ a_{\bar{k}} + \sum_{j=1}^N \left(\frac{\lambda_2}{\sqrt{N}} (b_j^+)^n a_{\bar{k}} e^{i\bar{k}\bar{r}_j} + \frac{\lambda_2^*}{\sqrt{N}} (b_j)^n a_{\bar{k}}^+ e^{-i\bar{k}\bar{r}_j} \right). \quad (1)$$

Здесь гамильтониан системы N квантовых осцилляторов:

$$H_0 = \sum_{j=1}^N \hbar\omega_0 b_j^+ b_j, \quad (2)$$

где $\hbar\omega_0$ - энергия возбуждения отдельной квантовой частицы, b_j^+ , b_j - операторы Бозе. Гамильтониан бозонного поля:

$$H_1 = \hbar\omega_{\bar{k}} a_{\bar{k}}^+ a_{\bar{k}}. \quad (3)$$

Нами учтена только одна резонансная мода бозонного поля с энергией $\hbar\omega_{\bar{k}}$. Операторы $a_{\bar{k}}^+$, $a_{\bar{k}}$ - операторы рождения и уничтожения квантов бозонного поля. В качестве бозонного поля может выступать поле фононов или поле фотонов в кристалле. Гамильтониан взаимодействия бозонного поля с системой квантовых осцилляторов:

$$H_2 = \sum_{j=1}^N \left(\frac{\lambda}{\sqrt{N}} (b_j^+)^n a_{\bar{k}} e^{i\bar{k}\bar{r}_j} + \frac{\lambda^*}{\sqrt{N}} (b_j)^n a_{\bar{k}}^+ e^{-i\bar{k}\bar{r}_j} \right), \quad (4)$$

где λ - константа взаимодействия.

Для исследования системы воспользуемся методом двухвременных температурных запаздывающих функций Грина [1], для которых получим цепочку зацепляющихся уравнений. В качестве исходной для расчетов возьмем функцию Грина для бозонного поля $G(t) = \langle\langle a_{\bar{k}}^+(t) | a_{\bar{k}} \rangle\rangle$. Она удовлетворяет следующему уравнению:

$$i\hbar \frac{dG(t)}{dt} = \delta(t) \langle\langle [a_{\bar{k}}^+, a_{\bar{k}}] \rangle\rangle + \langle\langle [a_{\bar{k}}^+, H](t) | a_{\bar{k}} \rangle\rangle. \quad (5)$$

В случае линейного взаимодействия надо положить в выражении (4) значение $n = 1$. Расчеты показывают, что спектр элементарных возбуждений системы не испытывает неустойчивостей во всем допустимом диапазоне температур.

Другая ситуация возникает в случае нелинейного взаимодействия, когда $n \neq 1$. Проведем расчеты, положив $n = 2$. Система уравнений для гриновских функции (5) примет вид:

$$\begin{cases} i\hbar \frac{dG(t)}{dt} = -\delta(t) - \hbar\omega_{\bar{k}}G(t) - \frac{\lambda_2}{\sqrt{N}}F(t) \\ i\hbar \frac{dF(t)}{dt} = -2\hbar\omega_0F(t) - 2\lambda_2^*\sqrt{N}\langle 2b^+b+1 \rangle G(t) \end{cases}, \quad (6)$$

где $F(t) = \left\langle \left\langle \left(\sum_{j=1}^N (b_j^+)^2 e^{i\bar{k}\bar{r}_j} \right) (t) \middle| a_{\bar{k}} \right\rangle \right\rangle$ - новая функция Грина.

Введем Фурье-преобразования функций $G(t)$, $F(t)$ и перейдем к системе алгебраических уравнений для Фурье образов этих функций $G(\omega)$, $F(\omega)$.

Решение системы для Фурье образов:

$$\begin{cases} G(\omega) = \frac{\hbar(\omega - 2\omega_0)}{\hbar^2(\omega - \omega_{\bar{k}})(\omega - 2\omega_0) - 2|\lambda_2|^2\langle 2b^+b+1 \rangle} \\ F(\omega) = \frac{2\lambda_2^*\sqrt{N}\langle 2b^+b+1 \rangle}{\hbar^2(\omega - \omega_{\bar{k}})(\omega - 2\omega_0) - 2|\lambda_2|^2\langle 2b^+b+1 \rangle} \end{cases}. \quad (7)$$

Значения полюсов для рассматриваемых функций Грина:

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_{\bar{k}} + 2\omega_0}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_{\bar{k}} + 2\omega_0}{2}\right)^2 - 2\omega_{\bar{k}}\omega_0 + \frac{2|\lambda_2|^2\langle 2b^+b+1 \rangle}{\hbar^2}}. \quad (8)$$

Мягкой моде ω_1 отвечает знак « - » в формуле (8). Температуру $T = T_{KP}$, для которой $\omega_1(T_{KP}) = 0$, определяется из уравнения:

$$\frac{|\lambda_2|^2\langle 2b^+b+1 \rangle}{\hbar^2} = \omega_{\bar{k}}\omega_0. \quad (9)$$

где величина $\langle 2b^+b+1 \rangle$ зависит от температуры T системы.

Таким образом, в системе со спектром осцилляторного типа, взаимодействие которой с бозонным полем нелинейно, при уменьшении температуры возможен фазовый переход второго рода с понижением симметрии системы.

Список публикаций:

[1] Гябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма // М., Наука. – 1975.

Фильтрация газированной жидкости в гравитационном поле

Кидалашева Екатерина Сергеевна

Стерлитамакский государственный педагогический институт

Филиппов Александр Иванович, д.т.н

djen@str.ru

В работе получено решение задачи о фильтрации газированной жидкости в гравитационном поле с учетом сегрегации газа. Эта нелинейная задача имеет важное значение для нефтедобычи и до настоящего времени не решена.

Рассмотрим движение газированной нефти в пористом пласте. Рис.1 иллюстрирует движение нефти в пласте в цилиндрической системе координат. Нефть содержит значительное количество газов, основным из которых является метан. В зоне 1 происходит фильтрация газированной нефти ($P > P_s$). Во второй зоне движется нефть с растворенным газом и свободный газ. Под действием силы Архимеда газ всплывает, скапливаясь в кровле пласта возле скважины, образуя зону фильтрации свободного газа 3.

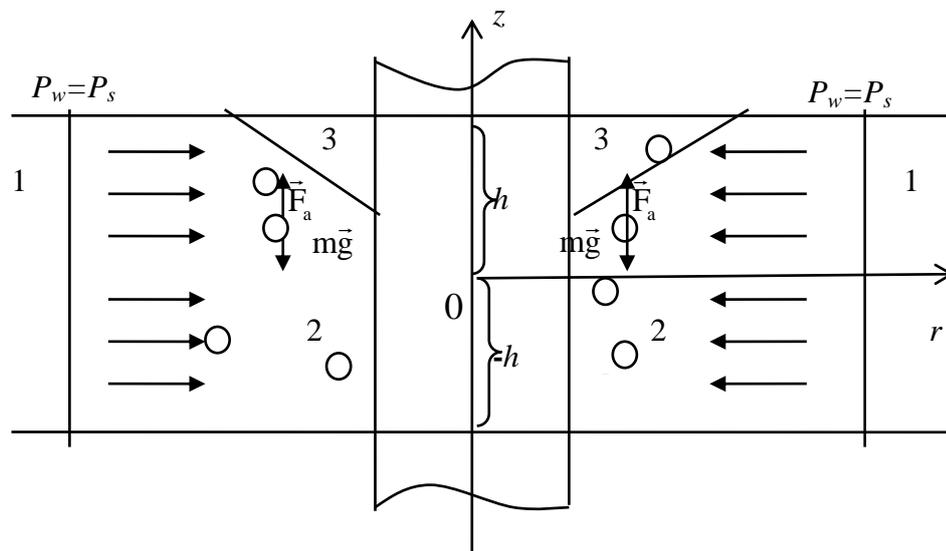


рис.1. Геометрия задачи о фильтрации газированной нефти вблизи эксплуатационных скважин

В цилиндрической системе координат, ось z совпадает с осью скважины, ось r направлена по ходу движения газированной нефти, а точка $z = 0$ расположена в центре нефтегазового пласта ($-h < z < h$), где h – полутолщина пласта, а его толщина равна $H = 2h$.

Предполагается, что задача обладает осевой симметрией, т.е. все искомые поля скоростей и давления не зависят от угловой координаты φ , т.е. $v_r = v_r(r; z; t)$, $v_z = v_z(r; z; t)$, $v_\varphi = 0$, $P = P(r; z; t)$

В скважине поддерживается забойное давление P_w , которое больше давления насыщения, но меньше давления в скважине ($P_c < P_s < P_w$).

Математическая постановка задачи включает:

закон Дарси для несжимаемой газированной жидкости ($i=1$) и свободного газа ($i=3$):

$$\vec{v}_1 = -\frac{k}{\mu_1} f_1(s) [\text{grad}P - (\rho_1 + \rho_2) \vec{g}], \quad (1)$$

$$\vec{v}_3 = -\frac{k}{\mu_3} f_3(s) [\text{grad}P - \rho_3 \vec{g}], \quad (2)$$

уравнение неразрывности для несущей фазы, для растворенного в жидкости газа, для свободного газа соответственно равны:

$$\frac{\partial[m(1-s)\rho_1]}{\partial t} + \text{div}(\rho_1 \vec{v}_1) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial[m(1-s)\rho_2]}{\partial t} + \text{div}(\rho_2 \vec{v}_2) = -q, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(ms\rho_3)}{\partial t} + \text{div}(\rho_3 \vec{v}_3) = q, \quad (5)$$

закон Генри для раствора газа

$$\frac{\rho_2}{\rho_2 + \rho_1} = \alpha P, \quad (6)$$

где f_i – фазовые проницаемости, μ_i – вязкость фаз, Па·с; k – проницаемость, м^2 ; ρ_i – плотность фаз, $\text{кг}/\text{м}^3$; q – плотность источников газа, $\text{кг}/(\text{с}\cdot\text{м}^3)$; s – газонасыщенность, α – коэффициент растворимости, $1/\text{Па}$.

Для квазиравновесных процессов, очевидно, насыщенность является функцией давления и температуры, т.е. $S = S(P, T)$.

Получены уравнения для скоростей несущей и газовой фаз при фильтрации газированной жидкости, исследованы поля давлений с учетом гравитационной силы, а также доказана теорема о невозможности равновесия в газожидкостной системе. При этом течение газированной жидкости рассматривается нестационарное и стационарное в общем случае с учетом гравитационной силы. Полученные уравнения представлены в предположении, что несущая фаза сжимаема и несжимаема.

Список публикаций:

[1] Филиппов А.И., Фридман А.А., Девяткин Е.М. Баротермический эффект при фильтрации газированной жидкости: Монография, - Стерлитамак, гос. пед. ин-т; Стерлитамакский филиал Академии наук Республики Башкортостан, 2000. – С. 48 – 56.

[2] Лейбензон Л.С. Собрание трудов. Т.2. Подземная гидрогазодинамика. Издательство АН СССР, М.:1953. – С.59,523.

Применение метода подрешеток в кристаллах со структурой халькоперита

Ляшков Павел Степанович

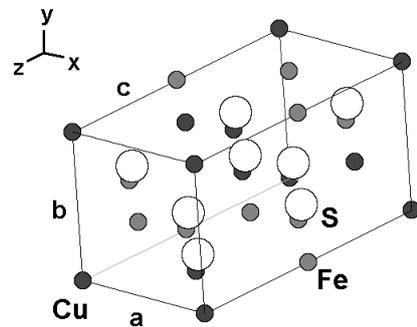
Силинин Антон Владимирович

Кемеровский Государственный Университет

Поплавной Анатолий Степанович, д.ф.-м.н

lpollps@mail.ru

Сущность работы заключалась в применении метода подрешеток к структурам типа халькопирита. Сущность метода подрешеток основан на выделении в кристалле подрешеток, наиболее высокой симметрии, для каждого сорта атомов. Таким образом после выделения подрешеток мы сможем, используя любую другую модель, определить вид кристаллического потенциала для каждой подрешетки, т.е. мы сможем уравнение динамики для кристалла преобразовать в систему уравнений для подрешеток. Также с помощью метода подрешеток можно искать кристаллы с заранее заданными свойствами. Зная условия поиска и параметры подрешеток, в выбранном нами исходя из целесообразности приближении, а также соотношения совместимости подрешеток, мы сможем предсказать условия образования такого кристалла.



Основные данные для расчета были взяты из базы данных ICSD.

Работу можно разделить на две части: нахождение подрешеток для каждого типа атомов и нахождение связей между точками и линиями зон Бриллюэна решетки и подрешеток.

Вообще для нахождения подрешеток можно использовать два метода:

1). Пусть мы нашли решётку Браве и базис для кристалла. Мы знаем, что если подрешетка целиком находится в кристаллической решетке, то соответствующая подрешетке решетка Браве должна иметь, или такую же симметрию, или должна быть более высоко симметрична, иначе не все элементы симметрии пространственной группы решетки будут переводить подрешетку саму в себя, что нарушит симметрию решетки. Значит, переместив начало отсчета в любую из подрешеток, мы не нарушим симметрию. Пусть $A(a_1, a_2, a_3)$ матрица, составленная векторов основных трансляций первой подрешетки Браве, а $B(b_1, b_2, b_3)$ соответствующая матрица для второй решетки, тогда

$$A^T \cdot B \equiv C$$

где C матрица составленная из целых чисел. Перебрав все решетки Браве, мы можем установить соотношения совместимости для всех решеток.

2). Метод эквивалентных ативалентных атомов (атомов которые переходят друг в друга под действием элементов симметрии, свойственных данной решетки Браве).

Пусть у нас есть координаты всех необходимых атомов, тогда выбрав любой атом одного сорта и подействовав на его координаты операторами симметрии решетки Браве, мы найдём все атомы эквивалентные первому, т. е. Мы найдём одну из

подрешеток для данного типа атомов. Перебрав все не эквивалентные атомы одного сорта, которые легко найти, если известен базис решетки и число формульных единиц. Этот метод хорош, когда мы проводим анализ конкретного кристалла.

Как и при решении любой задачи, при исследовании кристаллов следует употреблять оба метода, тем более что сущность этих методов одна и та же, различия есть только в математической реализации

Для решения этой задачи использовался метод эквивалентных атомов (все расчеты проводились в программах Mathcad 2002 и Matlab 6).

В результате было установлено, что все подрешетки имеют ту же симметрию и те же параметры что и решетка халькопирита. Решетки тетрагональные объёмцентрированные I-42d, D2d, 122, параметры решетки : $a=5.240$, $b=5.240$, $c=10.300$, углы 90, 90, 90, объем $v=282.8$, число формульных единиц $z=4$. У меди две подрешетки. Начало одной из них совпадает с началом координат, а другая смещена на вектор $d(2.620, 0, -2.575)$. У железа также две подрешетки, смещенные на вектора $d(2.620, 0, -2.575)$, а $h(5.240, 0, 5.150)$. У серы четыре подрешетки смещенные на $n(-1.415, -1.310, 1.288)$, $m(-3.930, -1.205, 3.863)$, $d(-3.825, 1.310, 1.288)$, $h(-1.310, 1.205, 3.863)$.

Поскольку все подрешетки имеют тот же тип что и решетка халькоперита, то все точки и линии зон Бриллюэна подрешеток путем параллельного переноса совмещаются с такими же точками решетки.

Так большой интерес представляет применение метода малых деформаций для нахождения подрешеток, применение этого метода позволяет увеличить симметрию подрешеток, Так в нашей задаче, приближение $2*a=c$ (ошибка составляет 1.7 %), позволяет повысить симметрию до T2d.

Моделирование релаксации электронных возбуждений широкозонных диэлектриков после поглощения ВУФ фотонов.

Марков Игорь Александрович

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Васильев Андрей Николаевич, д. ф-м.н

Igormarkov@yandex.ru

Для изучения оптических свойств порошкообразных кристаллофосфоров, когда измерения спектров поглощения и отражения не могут быть выполнены непосредственно (например, при отсутствии монокристаллических образцов) используется измерение спектров возбуждения люминесценции (СВЛ). Ряд особенностей этих спектров связан с особенностями спектров отражения и поглощения. СВЛ и сами по себе несут большой объем информации о процессах релаксации электронных возбуждений в твердых телах. Для получения этой информации необходимо проводить моделирование СВЛ.

Тем не менее, СВЛ невозможно промоделировать только на основе оптических функций. Ранее был предложен метод анализа СВЛ, основанный на аппроксимации электронной зонной структуры ступенчатыми функциями. Было показано, что в СВЛ всех соединений должны проявляться основные параметры зонной структуры (ширина валентной зоны, положение и ширина основных уровней и др.)

Этот метод был использован в разработке программы моделирования спектров возбуждения люминесценции кристаллов в области создания электронно-дырочных возбуждений с учётом возможности их размножения за счёт неупругих электрон-электронных процессов и дальнейшей рекомбинацией скоррелированных электронных возбуждений. Такое моделирование позволяет проводить анализ спектров возбуждения люминесценции в области вакуумного ультрафиолета. На основе задания плотностей состояний заполненных и свободных зон рассчитывается распределение электронов и дырок в энергетическом пространстве. Зная эти распределения, можно построить зависимости квантового выхода от энергии возбуждающих фотонов.

В работе разработана программа расчета оптических параметров вещества и распределения электронов по энергиям после (и во время) этапа размножения электронных возбуждений. Программирование производится на базе пакета Matlab 6.5. Входными данными являются функции распределения электронов в зоне проводимости, валентной и остоной зонах и матричные элементы переходов. Далее производится нормировка функций распределения валентной и остоных зон, учитывая структуру вещества, расчет (с постоянным матричным элементом) комплексной части диэлектрической проницаемости ϵ , вычисляемой с помощью соотношений Крамерса-Кронига действительной части диэлектрической проницаемости, а также других оптических параметров. После этого расчет повторяется, но уже с таким коэффициентом при матричном элементе, при котором выполняются правила сумм. Функции распределения электронов и дырок по энергии моделируются в несколько циклов с помощью сверток функций распределения. Скорость счета достаточна, чтобы величину шага по энергии можно было брать меньше, чем 0.03эВ, что дает возможность рассматривать процесс термализации довольно точно. Целью программы является моделирование на основе зонной структуры кристалла основных оптических характеристик вещества и распределения электронов и дырок после фотонного умножения, а также расчет квантового выхода рекомбинационного канала люминесценции.

Генерация высокоэнергетических гамма-всплесков в процессах коллапса и аннигиляции нейтральных облаков.

Пасечник Роман Сергеевич

Бейлин Виталий Александрович, Кукса Владимир Ильич
Ростовский Государственный Университет
Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н
rpasech@mail.ru

Прямая экспериментальная информация о структуре суперсимметричной модели и о величинах масс суперсимметричных частиц в настоящее время отсутствует. В нашей работе делается попытка извлечь из космологии всю возможную в настоящее время информацию о суперсимметрии.

Нейтралито – тяжелая, электрически нейтральная и абсолютно стабильная частица, способная участвовать только в слабых взаимодействиях. Как известно, существование нейтралито предсказывается суперсимметричными расширениями современной теории элементарных частиц. Из коллайдерных экспериментов известен

лишь нижний предел массы нейтрино $m_\chi > 32.5 \text{ GeV}$. Коллаборации ATLAS и CMS на LHC предоставят новые данные лишь после 2007 года. Существенно также, что в коллайдерных экспериментах абсолютная стабильность (или метастабильность) нейтрино не может быть установлена достоверно.

Согласно стандартному космологическому сценарию темная материя (ТМ) во Вселенной представляет собой холодный бесстолкновительный нейтриновый газ. Отождествление нейтрино с носителями массы ТМ порождает вопросы об их космологической и космогонической эволюции и об астрофизических явлениях, экспериментальное обнаружение которых свидетельствовало бы как о существовании самих нейтрино, так и о реальности эволюционного процесса с их участием. Ответы на эти вопросы в значительной степени предопределяются основными свойствами нейтрино, как элементарной частицы, и гравитирующего нейтринового газа, как компоненты холодной ТМ Галактики.

Для верификации наших идей о космологической и космогонической эволюции необходим комбинированный анализ данных астрофизических наблюдений и ускорительных данных на LHC. Согласно последним данным WMAP массовая плотность Вселенной равна критической величине $\rho_{crit} \approx 0.54 \cdot 10^{-5} \text{ GeV} / \text{cm}^3$; структурированная темная материя (ТМ) и изотропная и однородная темная энергия (ТЭ) дают вклад в эту плотность 23% и 73% соответственно. Как известно, барионы составляют лишь 4% массы Вселенной. В нашей галактике на долю ТМ приходится примерно 50% полной массы, при этом, в основном, она локализована в гало Галактики.

Нейтрино на стадии гравитационного обособления при $z = 8 - 10$ согласно теории иерархического формирования структур во Вселенной образуют плотные массивные некомпактные объекты различных масс (клампы). В результате развития внутренней гравитационной неустойчивости клампы могут коллапсировать. При этом нейтрино интенсивно аннигилируют, и конечная стадия коллапса сопровождается мощным гамма-всплеском с характерными энергиями фотонов $\approx 1 \text{ GeV}$. Высокоэнергетический гамма-всплеск GRB 940217, зарегистрированный спутником EGRET, имел фотоны с энергиями, лежащими в интервале от 50 MeV до 3 GeV . В стандартных низкоэнергетических гамма-всплесках, множество которых фиксируется экспериментально, энергии фотонов находятся в диапазоне $10 - 100 \text{ MeV}$. Наше главное утверждение состоит в том, что мощные высокоэнергетические гамма-всплески могут рассматриваться как результат полной аннигиляции нейтриновых клампов.

В работе получены и проанализированы количественные характеристики процесса возникновения, коллапса и аннигиляции плотных нейтриновых сгустков (клампов) в гало галактик. Показано, что на завершающей стадии этого процесса большая часть массы облака (порядка массы Солнца) излучается в виде всплеска длительностью $\tau_{burst} \approx 100 \text{ сек}$. Значительная часть работы посвящена обсуждению проблемы экспериментальной регистрации продуктов аннигиляции нейтриновых облаков на наземных и спутниковых установках. События рассматриваемого типа могут иметь только внегалактическое происхождение.

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. Модель коллапса и полной аннигиляции нейтрального клампа предсказывает процесс образования гамма-квантов с двумя характерными энергиями $\bar{E}_{\gamma(\pi^0)} \approx 1.0 \text{ GeV}$ и $\bar{E}_{\gamma(\eta^0)} \approx 0.3 \text{ GeV}$. Энергетический спектр соответствующего гамма-всплеска имеет два максимума, их положение зависит от массы нейтралينو.

2. Регистрируемый сигнал содержит информацию об особенностях полной аннигиляции клампа. Энергия характеристического излучения и время аннигиляции клампа примерно постоянны. Вследствие этого такие события могут быть отделены от фонового излучения.

3. Параметры GRB 940217 удовлетворяют отмеченным выше критериям. Но статистика таких всплесков очень мала. Это подтверждает тот факт, что рассматриваемые события являются чрезвычайно редкими. Тем не менее, некоторые суперсимметричные параметры могут быть извлечены из экспериментальных астрофизических данных. В частности, бино могут рассматриваться в качестве носителей массы холодной ТМ, находясь в хорошем согласии с астрофизическими данными и с суперсимметричными моделями.

4. Предложена так называемая mMSSM модель (минимальная MSSM), согласно которой около масштаба Стандартной Модели присутствуют несколько дополнительных суперсимметричных степеней свободы. mMSSM сопоставима с астрофизическими данными по гамма-всплескам и моделью их возникновения в процессе полной аннигиляции клампа. В рамках этой модели массы хиггсино и чарджино имеют широкий допустимый интервал значений, а s-кварк имеет фиксированную массу, близкую к 1 TeV . Этот предельный вариант MSSM имеет интересные особенности, которые должны быть проверены в коллайдерных экспериментах.

5. Из астрофизических данных по гамма-всплескам с высокоэнергетическими фотонами можно извлекать информацию о параметрах суперсимметрии в различных моделях. Это может помочь при исследовании совместимости модели с космологией, космогонией и коллайдерными данными.

Инвариантная динамика скалярных возмущений в инфляционной Вселенной

Пасечник Роман Сергеевич

Ростовский Государственный Университет

Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н

rpasech@mail.ru

Как известно, на ранних стадиях эволюции Вселенная находилась в неустойчивом вакуумоподобном состоянии, характеризующимся медленным линейным падением функции Хаббла $H(t)$ с ростом времени. Вследствие этого режим космологического расширения имеет квазиэкспоненциальный характер, а соответствующая стадия эволюции Вселенной называется инфляционной. Общепринятым является представление о том, что характеристики вакуума как в равновесном, так и в неравновесном состоянии можно описывать в терминах специфических скалярных

полей, называемых хиггсовскими. Поэтому динамические самосогласованные модели гравитационного и скалярного полей используются для описания ранних стадий эволюции Вселенной.

В настоящей работе хорошо известная в литературе модель хаотической инфляции используется при обсуждении ряда новых аспектов самосогласованной динамики инфлатонного и гравитационного полей.

Задача самосогласованной динамики пространственно-неоднородных квантовых флуктуаций инфлатонного и гравитационного полей лежит в основе сценариев происхождения первичных неоднородностей, эволюция которых приводит к возникновению крупномасштабной структуры Вселенной. Решение этой задачи, которой занимались на протяжении последних 25 лет и которой посвящено значительное число работ и кажется хорошо исследованной, вызывает обоснованные сомнения в правильности конечных результатов. Мы показали, что так называемая продольная калибровка, обычно используемая при рассмотрении инфляционной неустойчивости как наиболее удобная, ведет к фундаментальной переоценке эффекта из-за наличия нефизических возмущений собственного времени в структуре решения.

Нами создана инвариантная теория линейных скалярных возмущений в системе инфлатонного и гравитационного полей. Эта теория позволяет сравнивать калибровки, использованные в работах других исследователей и находить недвусмысленные критерии отделения физических и координатных эффектов. Немаловажно, что инвариантный подход даёт ключ к аналитическому исследованию системы уравнений инвариантной динамики. Следует отметить, что сама задача об аналитическом исследовании систем дифференциальных уравнений теории устойчивости в рамках конкретной модели имеет самостоятельный смысл как задача математической физики.

Главные результаты работы:

1. Создана калибровочно-инвариантная теория линейных скалярных возмущений инфлатонного и гравитационного полей. Мы имеем в виду вывод и исследование уравнения для единственного инварианта, построенного из фурье-возмущений компонент метрики, без использования каких-либо калибровок на всех стадиях исследования. Уравнение инвариантной динамики (УИД) построено как в космологическом, так и в конформном временах. Формально полученное уравнение на постинфляционной стадии эволюции имело математические особенности, что препятствовало как его аналитическому исследованию, так и численному решению на компьютере. Однако тождественные преобразования коэффициентов уравнения совместно с фоновыми уравнениями (т. е. уравнениями для невозмущенных полей) показали фактическое отсутствие математических особенностей и открыли возможность аналитического исследования УИД. Это внутреннее свойство инвариантной динамики и является её важным преимуществом.

2. Показано, что так называемая продольная калибровка, обычно используемая при рассмотрении инфляционной неустойчивости, ведёт к фундаментальной переоценке эффекта вследствие присутствия нефизических возмущений собственного времени в результатах, указанных этой калибровкой.

3. Удалось доказать, что неинвариантная часть полной энергии возмущений в синхронной калибровке равна нулю при любых преобразованиях системы координат, сохраняющих калибровку, поэтому расчёт величины относительной плотности энергии

возмущений в синхронной калибровке, в отличие от продольной, даёт правильный результат.

4. Разработаны методы анализа уравнения инвариантной динамики, позволяющие выразить инвариантную функцию возмущений в аналитической форме на всех стадиях эволюции Вселенной для всех длин волн через параметры начальных флуктуаций. Технология построения аналитического решения уравнений в значительной степени опирается на математические симметричные свойства инвариантной динамики. Получено общее решение УИД для длинных волн при произвольном потенциале. Более глубокий анализ проведен в рамках фиксированного потенциала.

5. Для простейшей модели инфлатона построены аналитические выражения для функции спектра плотности энергии возмущений Харрисона-Зельдовича.

Расчет вероятностей безрадиационных распадов многоэлектронных систем в jj -связи

Пахомова Татьяна Егоровна

Якутский Государственный Университет

Сивцев Василий Иванович, к.ф.-м.н

taniu@bk.ru

Проведен расчет безрадиационных распадов многоэлектронных систем в jj -представлении на основе метода связанных моментов. Получены общие формулы для радиальных интегралов, амплитуд распада, вероятностей распада получены значения при $z=\infty, 10, 26$, через двухэлектронные матричные элементы оператора взаимодействия. Рассмотрены все возможные каналы распада.

Влияние релятивистских эффектов рассмотрены переходами за счет «спин-спинового» и «спин-орбитального» взаимодействий. Используя расчетные формулы [1] для амплитуд автоионизационных переходов атомов и ионов с конфигурацией $1s2s^{n1}2p^{n2}$ за счет электростатического взаимодействия получены выражения для амплитуд распада в случае $1s^22s2p$.

Оператор энергии «спин-спин» имеет следующий вид (в атомных единицах)

$$H_{12}^{SS} = \frac{1}{c^2 r_{12}^5} \left[-3(\vec{r}_{12} * \vec{s}_1)(\vec{r}_{12} * \vec{s}_2) + r_{12}^2 (\vec{s}_1 * \vec{s}_2) \right] \quad (1)$$

Двухэлектронные матричные элементы оператора энергии взаимодействия получены с помощью [2]:

$$\begin{aligned} & \left[1sEILS' \parallel H^{22} \parallel 2s2pL'S \right] = \delta(s,1)\delta(s',1)\delta(L,l) * \\ & * \delta(L',1)2\sqrt{2} * 5 \left\{ \frac{(l \parallel C^{(2)} \parallel 1)}{\sqrt{[l-1]}} R_0(El2p,1s2s) - \delta(l,3) \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{7}} R_1(El2s,1s2p) \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\left[1sEILS' \parallel H^{(22)} \parallel 2p^2L'S \right] = \delta(s,1)\delta(s',1)\delta(l,2)\delta(L',1)\delta(L,2)4\sqrt{3}M_1(Ed2p,1s2p), \quad (3)$$

Для радиальных интегралов

$$R(n_1 l_1 n_2 l_2 ; n_4 l_4 n_3 l_3) = \int_0^\infty dr_1 r_1^2 \int_0^\infty dr_2 r_2^2 \frac{r_1^{l+1}}{r_2^{l+1}} R_{n_1 l_1}(r_1) R_{n_2 l_2}(r_2) R_{n_4 l_4}(r_2) R_{n_3 l_3}(r_1) \quad (4)$$

В рассматриваемых каналах распада, используя [1] получим общие формулы:

$$\begin{aligned} & \left[1s^2 2p^{n-1} EILSJ \parallel H^{(220)} \parallel 1s2s2p^n L'_3 S'_3 L'_3 S'_3 L'S'J \right] = \\ & (-1)^{n+L+L+L_3+S'_3+J} 6\sqrt{5} * 6n [S', L', S, L, S'_{23}, S''_{23}, l] (p^{n-1} \alpha_3 L_3 S_3, p \parallel p^n \alpha'_3 L'_3 S'_3) * \\ & * \left\{ \begin{matrix} 12l \\ LL_3 L' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} S2S \\ L'JL \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \\ S'_3 S_3 S'_{23} \end{matrix} \right\} \left\{ \frac{(l \parallel C^{(2)} \parallel 1}{\sqrt{[l]}} * R_0(El2p, 1s2s) - \delta(l,3) \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{7}} R_1(El2s, 1s2p) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

В рассматриваемых каналах распада возможны переходы и за счет «спин-орбитального взаимодействия». Оператор энергии взаимодействия «спин-орбита» для двух атомных электронов имеет вид [2]:

$$H_{12}^{SO} = -\frac{1}{2c^2 r_{12}^2} (\vec{l}_{12} + 2\vec{l}_{21}) * \vec{s}_1 (1 + P_{12}), \quad (6)$$

Необходимые двухэлектронные матричные элементы получены из [2]:

$$\begin{aligned} & 1sEILS' \parallel H^{(11)} \parallel 2s2pL'S = \delta(l,1)\delta(L',1)2\sqrt{3[S]} + \\ & + (-1)^{s'+s} \frac{1}{3} [2I_2^u(1s2p, ep2s) - I_1^z(1s2p, Ep2s)] - \\ & \frac{1}{3} [I_2^m(Ep2s, 1s2p) + I_1^z(Ep2s, 1s2p)] \end{aligned} \quad (7)$$

Используя расчетные формулы (1-7) для амплитуд автоионизационных переходов атомов и ионов с конфигурацией $1s2s^{n1}2p^{n2}$ за счет проведено сравнение результатов расчета за счет операторов спин-орбита с результатами спин-спинового взаимодействия. Рассмотрены все каналы безизлучательных переходов. В первом столбце таблиц 1 и 2 для рассматриваемых каналов распада приведены выражения для амплитуд распада.

Таблица 1. Амплитуды автоионизационных распадов за счет спин-спинового взаимодействия.

	LS	Состояния	$\gamma(Z=\infty)$	$\gamma(Z=10)$	$\gamma(Z=26)$
1s ² 2s2p	³ P ₀	4R ₀ (2s2p, kp1s)	0.0702964	0.0567288	0.0640936
	³ P ₁	-2R ₀ (2s2p, kp1s)	-0.0351482	-0.0283644	-0.032599
	³ P ₂	2/5R ₀ (2s2p, kp1s)	0.0070296	0.0056728	0.0065198

Таблица 2. Амплитуды автоионизационных распадов за счет спин-орбитального взаимодействия.

	<i>LS</i>	Состояния	$\gamma(Z=\infty)$	$\gamma(Z=10)$	$\gamma(Z=26)$
1s ² 2s2p	³ P ₀	$\frac{1}{\sqrt{2}}R_{13} - \frac{1}{\sqrt{6}}R_{31}$	0.4001697	0.4021059	0.306758
	³ P ₁	$\frac{1}{2}R_{13} - \frac{1}{\sqrt{2}}R_{33} + \frac{1}{2\sqrt{3}}R_{31}$	-0.00434978	-0.0339602	-0.0399616
	¹ P ₁	$-\frac{1}{2}R_{13} - \frac{1}{\sqrt{3}}R_{33} - \frac{1}{2\sqrt{3}}R_{31}$	-0.0508163	-0.038834	-0.0462964
	³ P ₁	$\frac{1}{2\sqrt{3}}R_{13} - \frac{1}{2\sqrt{6}}R_{31}$	0.0134239	0.0098758	0.0108619
	³ P ₂	$\frac{-1}{2\sqrt{2}}R_{13} + \frac{1}{\sqrt{6}}R_{33} - \frac{1}{2}R_{31}$	0.0340169	0.0262087	0.0311015

С помощью результатов данной работы можно вычислить характеристики автоионизационных переходов атомов и ионов с конфигурацией 1s2sⁿ¹2pⁿ², когда безизлучательный распад запрещен в нерелятивистском приближении правилами отбора.

Список публикаций:

- [1] В.И. Сивцев, Т.Е. Пахомова //Сб. «Информационные технологии в науке и в образовании», Теоретический расчет амплитуд распада автоионизационных состояний. Якутск 2003, стр.56.
 [2] Слободчиков П.А., Сивцев В.И. – //Сб. «Методы атомных расчетов», М. 1983, с. 113.

Образование К-вакансий и свободно-связанных электрон-позитронных пар при взаимодействии атома с ультракоротким импульсом электромагнитного поля

Пашев Игорь Николаевич

Поморский государственный университет

Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н

pashev.igor@pomorsu.ru

На основе релятивистского обобщения приближения внезапных возмущений для уравнения Дирака рассмотрены электронные переходы при взаимодействии тяжелого атома с неоднородным ультракоротким (длительностью меньшей характерных периодов времени для атома-мишени) импульсом электромагнитного поля, получены вероятности возбуждения и ионизации. При расчётах в качестве волновых функций начального и конечного состояний использовались [1] волновые функции Дарвина.

Поведение электрона водородоподобного атома (с зарядом ядра Z_a) во внешнем поле описывается уравнением Дирака (заряд электрона $e = -1$, масса $m = 1$, $\hbar = 1$)

$$i\dot{\Psi} = \left\{ c\boldsymbol{\alpha} \left(\hat{\mathbf{p}} + \frac{1}{c} \mathbf{A} \right) - \frac{Z_a}{r} - \varphi - \beta c^2 \right\} \Psi \quad \text{или} \quad i\dot{\Psi} = [H_0 + U(\mathbf{r}, t)]\Psi \quad (1)$$

где $H_0 = c\alpha\hat{\mathbf{p}} - Z_a/r - \beta c^2$ – гамильтониан изолированного атома, $U(\mathbf{r}, t) = \alpha\mathbf{A} - \varphi$ – взаимодействие с внешним полем; $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор импульса, α и β – матрицы Дирака, c – скорость света, \mathbf{r} – координаты атомного электрона. Сначала векторный \mathbf{A} и скалярный φ потенциалы внешнего поля выбираются так, что $\varphi = 0$, и калибровочным преобразованием $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla f$, $\varphi' = \varphi - \partial f / \partial t$, где $f = \mathbf{A}\mathbf{r}$, приводятся к виду $\mathbf{A}' = -\mathbf{k}_0(\mathbf{r} d\mathbf{A}/d\eta)$, $\varphi' = -\mathbf{E}\mathbf{r}$, ($\mathbf{E} = -|\mathbf{k}_0| d\mathbf{A}/d\eta$). Здесь фаза волны $\eta = \omega_0 t - \mathbf{k}_0\mathbf{r}$, волновой вектор $|\mathbf{k}_0| = \omega_0/c$, ω_0 – круговая частота (считаем, что зависимость векторного потенциала от координат \mathbf{r} и времени t сводится к $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\eta)$). Поэтому в новой калибровке $\mathbf{A}' = (\mathbf{k}_0/|\mathbf{k}_0|)\varphi'$, и (ось X направлена по \mathbf{k}_0)

$$U(\mathbf{r}, t) = \alpha\mathbf{A}' - \varphi' = -(1 - \alpha\mathbf{k}/|\mathbf{k}_0|)\varphi' = -(1 - \alpha_x)\varphi' \quad (2)$$

Амплитуда перехода из состояния ϕ_j с энергией E_j в ϕ_f с энергией E_f

$$a_{jf} = \langle \phi_f | \exp[i(E_f - E_j)x/c] (1 - \alpha_x) \exp(-i\varphi_0/c) | \phi_j \rangle, \text{ где } \varphi_0 = c \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi' dt \quad (3)$$

При взаимодействии атомного электрона с импульсом электромагнитного поля гауссовой формы [2] (эффективной длительности $\sim \lambda^{-1}$)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp\{-\lambda^2(t - \mathbf{k}_0\mathbf{r}/\omega_0)^2\} \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0\mathbf{r})$$

$$\varphi_0 = c\mathbf{q}\mathbf{r}, \text{ где } \mathbf{q} = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 (\sqrt{\pi}/\lambda) \exp(-\omega_0^2/4\lambda^2) \quad (4)$$

Вводя вектор $\mathbf{Q} = (q, 0, \Omega_{jf}/c)$, где $\Omega_{jf} = E_j - E_f$, и выбирая ось Z по \mathbf{Q} запишем

$$a_{jf} = \langle \phi_f | (1 - \alpha_z \cos \theta) e^{-iQz} | \phi_j \rangle - \langle \phi_f | (1 - \alpha_x \sin \theta) e^{-iQz} | \phi_j \rangle \quad (5)$$

где $Q = \sqrt{q^2 + (\Omega_{jf}/c)^2}$, $\cos \theta = \Omega_{jf}/\sqrt{c^2 q^2 + (\Omega_{jf})^2}$, $\sin \theta = q/\sqrt{q^2 + (\Omega_{jf}/c)^2}$

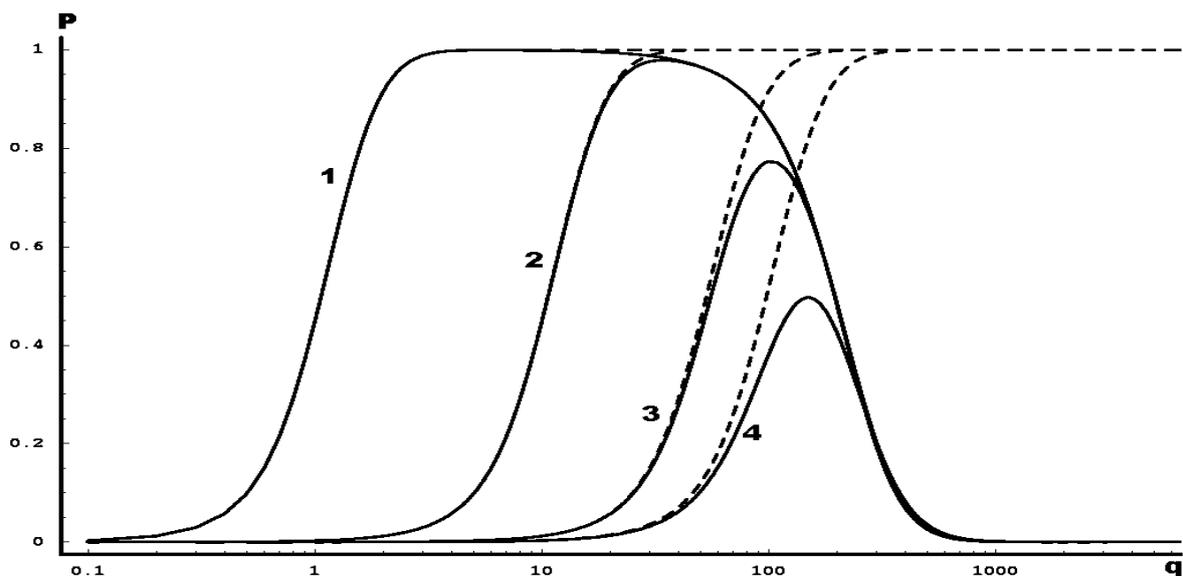
Следуя [1], введём хорошо известные неупругие атомные форм-факторы

$$F^{jf} = \langle \phi_f | e^{-iQz} | \phi_j \rangle, \quad G_z^{jf} = \langle \phi_f | \alpha_z e^{-iQz} | \phi_j \rangle = \frac{\Omega_{jf}}{Qc} F^{jf}, \quad G_x^{jf} = \langle \phi_f | \alpha_x e^{-iQz} | \phi_j \rangle$$

и получим вероятность перехода электрона из состояния ϕ_j в состояние ϕ_f

$$|a_{jf}|^2 = \frac{q^2}{Q^2} \left(\frac{q^2}{Q^2} |F^{jf}|^2 + |G_x^{jf}|^2 \right) \quad (6)$$

На рисунке приведены зависимости вероятности P образования K -вакансии от величины передаваемого импульса $q = |\mathbf{q}|$ для нескольких значений заряда ядра Z_a водородоподобных атомов. Для каждого Z_a представлены две кривые: сплошная – релятивистский расчет по формуле (6), пунктирная – нерелятивистский расчет (формула (6) при $c \rightarrow \infty$): кривые 1 – для $Z_a = 1$; кривые 2 – 10; 3 – 50; 4 – 92.



Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации (грант Е02-3.2-512) и ИНТАС (грант INTAS-GSI 03-54-4294).

Список публикаций:

- [1] Anholt R. // *Phys. Rev. A*. 1979. V. 19. P.1004.
 [2] Матвеев В.И. // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. С. 17.

Температурные поля при кислотной обработке нефтяных пластов

Пестова Надежда Владимировна

Стерлитамакский государственный педагогический институт

Филиппов Александр Иванович, д.т.н

djen@str.ru

Достаточно часто скелет нефтяного пласта представляет собой пористую известняковую породу (CaCO_3). Кислотная обработка таких пластов позволяет увеличить пористость скелета, в результате чего повышается эффективность добычи нефти. Процесс кислотной обработки представляет собой разъедание скелета химическим реагентом, в качестве которого используется соляная кислота (HCl), вступающая в реакцию с известняком. Реакция идет с выделением тепла, при этом повышается температура пласта и окружающих пород.

В цилиндрической системе координат (r, φ, z) , где среда представлена двумя полубесконечными областями с плоскими границами раздела, перпендикулярными оси z ($z = \pm h$, см.рис.1).

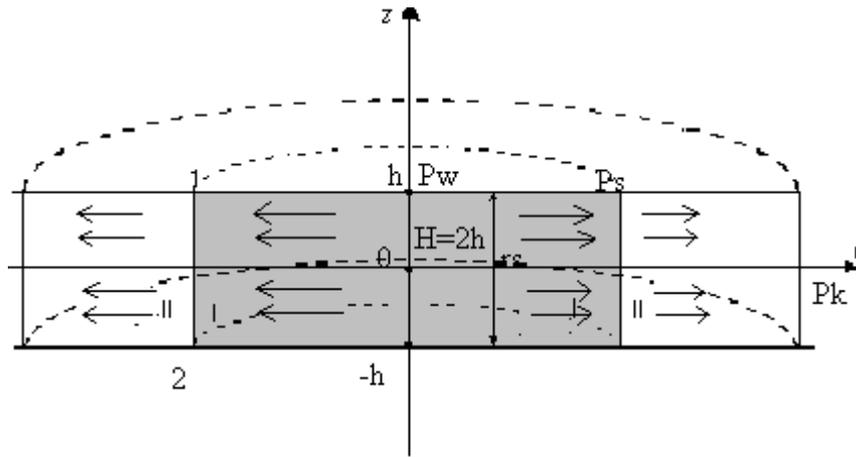


рис. 1. Геометрия задачи. 1, 2 – непроницаемые области, I – зона движения кислоты, II – зона движения нефти

Первая и вторая области непроницаемы, средняя область толщины $2h$ расположенная горизонтально, является пористой и в нее закачивается кислота. Рассмотрен случай радиального движения кислоты в средней области $-h < z < h$ от скважины к удаленным точкам пласта. При закачке кислоты в пласт находящаяся в нем нефть оттесняется в удаленные участки и образуется зона, в которой кислота взаимодействует с карбонатосодержащим скелетом пористой среды. При описании температурной задачи приняты следующие допущения: температуры нефти, кислоты и скелета пористой среды в каждой точке совпадают, отлична от нуля только радиальная координата скорости конвективного переноса тепла, то есть $u_r \neq 0$, $u_\varphi = 0$, $u_z = 0$.

Математическая постановка задачи для первой (T_1 - температура, K ; a_{r1}, a_{z1} - коэффициенты теплопроводности, m^2/c) и второй (T_2 , a_{r2}, a_{z2}) областей представляется уравнением теплопроводности, а для средней области – уравнением баротермического эффекта с учетом тепловыделений за счет химической реакции Lq (T , a_r , a_z , $U_{ef}(r, t)$ - эффективная скорость конвективного переноса тепла, η_{ef} - эффективный адиабатический коэффициент, $K/Па$; ε_{ef} - эффективный коэффициент Джоуля-Томпсона, $K/Па$; L - теплота фазового перехода, $Дж/кг$; q - функция плотности источников разгазирования, $кг/(c \cdot m^2)$; P - давление, $Па$; c_n - объемная теплоемкость, $Дж/(K \cdot кг)$):

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_{r1} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + a_{z1} \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad z > h, \quad r > 0, \quad t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_{r2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + a_{z2} \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}, \quad z < -h, \quad r > 0, \quad t > 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + U_{ef}(r, t) \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_{ef} \frac{\partial P}{\partial r} \right) - \eta_{ef} \Pi \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{Lq}{c_n} = \\ = a_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + a_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$|z| < h, r < 0, t > 0.$$

На границах раздела заданы условия равенства температур и тепловых потоков:

$$T \Big|_{z=h} = T_1 \Big|_{z=h}, \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = \lambda_z \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=h}, \quad (4)$$

$$T_d \Big|_{z=-h} = T_2 \Big|_{z=-h}, \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=-h} = \lambda_{z2} \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=-h}, \quad (5)$$

Температурные возмущения в начальный момент времени отсутствуют

$$T \Big|_{t=0} = T_1 \Big|_{t=0} = T_2 \Big|_{t=0} = 0. \quad (6)$$

Граничные условия представлены в следующем виде:

$$T \Big|_{r=0} = T_0(t), \quad (7)$$

$$\lim T_i \Big|_{r+|z| \rightarrow \infty} = 0, i = 1, 2, \lim T \Big|_{r+z \rightarrow \infty} = 0.$$

Решение предполагается ограниченным во всех точках $r > 0$. Нижние индексы 1 и 2 относятся к параметрам первой и второй среды соответственно.

На основе асимптотического метода найдено решение в нулевом и первом приближениях. Осуществлены расчеты пространственно-временных зависимостей. В

качестве параметра разложения принят $\varepsilon = \frac{\lambda_{z1}}{\lambda_z}$ ($\varepsilon \sim 0,01 \div 0,001$). Теплопроводность λ_{z1}

является кондуктивной, а λ_z включает дополнительную конвективную теплопроводность, обусловленную движением фаз среды относительно друг друга, которая в реальных условиях значительно (на 2-3 порядка) превышает кондуктивную теплопроводность.

Список публикаций:

[1] Филиппов А.И., Фридман А.А., Девяткин Е.М. Баротермический эффект при фильтрации газированной жидкости: Монография, - Стерлитамак, гос. пед. ин-т; Стерлитамакский филиал Академии наук Республики Башкортостан, 2000. – 175с.

Поиск Ридберговской материи: бериллий

Попов Андрей Валерьевич

Алтайский государственный университет

Нажалов Альберт Иосифович, к.ф.-м.н

andrey_popov@barnaul.ru

Под Ридберговской материей (РМ) понимают конденсированное состояние из высоковозбужденных атомов, обладающее газовой плотностью [1]. В [2] отмечалось, что атомы щелочных металлов при энергии возбуждения, близкой к энергии ионизации, достигают размеров $10^{-6} - 10^{-5}$ см и могут образовать метастабильный конденсат при плотности атомов $\sim 10^{17} - 10^{18}$ см⁻³. Конденсат возбужденных состояний (КВС) цезия при плотности $10^{17} - 10^{18}$ см⁻³ может содержать кластеры с массой, соответствующей нескольким сотням атомов [2]. Время распада такого КВС в 10 – 100

раз больше времени распада бескластерной плазмы. Существование изолированной области метастабильной неидеальной плазмы не является исключительным свойством одного лишь цезия [1]. Возможно, что КВС образуется и естественным образом. Например, шаровая молния может быть описана как КВС [3].

В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования РМ бериллия. Возбуждения описаны в рамках метода Хартри-Фока с учетом ширины атомных уровней. Идея учитывать ширину атомных уровней впервые использовалась в [4] при вычислении возбужденных водородных волновых функций. Мы применили эту идею для вычисления волновых функций возбужденных состояний многоэлектронных атомов [5]. В качестве базисного метода использовали метод Хартри-Фока. Из всех одноэлектронных методов именно метод Хартри-Фока является, на наш взгляд, наиболее последовательным. В нем четко сформулированы все приближения и, в принципе, ясно, что надо сделать, чтобы выйти за рамки этого приближения и получать все более точные результаты.

При стандартном решении спектральной задачи предполагается, что волновая функция многоэлектронного атома регулярна и непрерывна по угловым переменным. Это требование приводит к решениям с целочисленными значениями орбитального и магнитного квантовых чисел. Используемый нами метод описания возбуждений большой мощности приводит к отказу от ограничений на целочисленные значения орбитального квантового числа. В общем случае орбитальное квантовое число можно считать комплексным, в частности, содержащим и целочисленные значения. Отказ от выше указанных ограничений позволяет включить в рассмотрение и движение электронов с орбитальным затуханием. В этом случае, задача отыскания спектра возбужденных состояний атома, может быть сведена к проблеме собственных значений стационарного уравнения Шредингера. Такая задача является существенно неэрмитовой с комплексными значениями энергии. Перебирая все возможные комплексные значения орбитального квантового числа в процессе поиска самосогласованных решений стационарного уравнения можно проследить по минимуму полной энергии возбужденного атома за его спектральными характеристиками. При этом по мнимой части полной энергии, опираясь на соотношение неопределенностей, можно оценить время распада полученного возбуждения с энергией, равной действительной части полной энергии атома.

Оценки показали, что для решения данной спектральной задачи методом Рутана в бериллии достаточно ограничиться девятью функциями гауссового типа s -симметрии, шестью p -симметрии и тремя d -симметрии. В оптическом диапазоне энергий обнаружено, что с увеличением интенсивности возбуждения наблюдается значительное поднятие $1s$ -состояния атома бериллия вверх по шкале энергий, трактуемое нами как коллапс атома - явление, интенсивно обсуждаемое в работе [6] на примере атома водорода.

Из результатов расчетов следует, что существуют, по крайней мере, два долгоживущих состояния сильно возбужденного атома бериллия. Одно из этих возбуждений является стабильным, т.к. его полная энергия меньше энергии основного состояния. Однако оказать столь интенсивное воздействие на атом в оптическом диапазоне энергий, скорее всего, нереально. Тем не менее, получить метастабильное возбуждение можно, если, например, поместить такой атом в поле, созданное другим атомом. Для проверки этого предположения мы вычислили полную энергию двух

атомов бериллия как функцию расстояния между ними при небольших интенсивностях возбуждения в оптическом диапазоне энергий. Оказалось, что энергия основного состояния системы двух атомов при любых расстояниях между ними больше энергии основного состояния двух атомов, изолированных друг от друга. Это означает, что система Be_2 в основном состоянии является неустойчивой. При небольших возбуждениях, до $0.1 R_y$, системы двух атомов бериллия наблюдается увеличение полной энергии системы тем большее, чем больше расстояние между этими атомами. При более высоких энергиях возбуждения возникает четкий минимум полной энергии. Глубина этого минимума возрастает, а положение, указывающее на расстояние между атомами, уменьшается по мере увеличения энергии возбуждения. Убывание ImE - мнимой части полной энергии системы двух атомов бериллия (заметим, что модуль этой величины есть вероятность распада возбуждения в единицу времени) с уменьшением расстояния между ними указывает на стабилизацию этой системы. Полученная нами зависимость времени жизни возбуждений от энергии возбуждения Be_2 носит явно немонотонный характер и указывает на наличие максимума времени жизни порядка 0.1 фс при энергии возбуждений $0.09 R_y$. Описанное явление в бериллии можно назвать фотоконденсацией.

Таким образом, результаты расчетов показывают, что можно получить РМ, если интересующий нас атом бериллия поместить в поле другого атома бериллия на расстоянии порядка четырех боровских радиусов. При этом образуются короткоживущие возбуждения системы Be_2 с наиболее интенсивными переходами электронов в состояния $2p$ -симметрии. Данные работ по возбуждениям в более тяжелых димерах рубидия [7] и в кластерах цезия, содержащих до тысячи атомов, указывают на существование долгоживущих возбуждений с электронными переходами в состояния с главными квантовыми числами от 8 до 20. Полученные нами данные позволяют предполагать, что если интересующий нас атом бериллия поместить в поле двух, трех, или большего числа атомов бериллия, то может образоваться КВС с более глубокими минимумами, следовательно, более стабильные по энергии и более продолжительные по времени жизни возбуждения.

Работа выполнена при поддержке фонда некоммерческих программ «Династия» и МЦФФМ.

Список публикаций:

- [1] Норман Г.Э. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т.73. №13. С.13-16.
- [2] Ярыгин В.И., Сидельников В.Н и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т.77. №330. С.330-334.
- [3] Holmlid L., Manukin E.A. // ЖЭТФ. 1997. Т.111. №5. С.1601-1610.
- [4] Янавичус А., Шучуров В. // Литовский физ. сборник. 1968. Т.8. №1-2. С.47-51.
- [5] Попов А.В. // Оптика и спектроскопия. 2002. Т.93. №1. С. 5-7.
- [6] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // УФН. 1995. Т.165. № 11. С.1295-1321.
- [7] Boisseau C., Simbotin I., Côte R. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. N 13. P.133004-133007.

Применение метода Галеркина для моделирования астрофизических объектов

Прокофьев Владимир Васильевич

*Красноярский Государственный Университет
Баранов Александр Михайлович, профессор, д.ф-м.н
prokofjevvy@mail.ru*

В настоящей работе рассматривается метод построения решения уравнений гравитации с использованием метода Галеркина.

Моделирование проводилось для сферически-симметричного статического объекта. Геометрия пространства-времени такого объекта может быть описана 4-интервалом

$$ds^2 = G^2(r) \cdot dt^2 - H^2(r) \cdot dr - r^2 \cdot (d\theta^2 + \sin(\theta) \cdot d\varphi^2) \quad (1)$$

и тензором энергии-импульса идеальной паскалевой жидкости.

$$T_{\alpha\beta} = (\mu + p) \cdot u_\alpha \cdot u_\beta - p \cdot g_{\alpha\beta}, \quad (\mu + p \neq 0, \mu > 0), \quad (2)$$

где μ – плотность энергии, p – давление, u_α – 4-х скорость, $g_{\alpha\beta}$ – метрический тензор.

Система уравнений Эйнштейна путем введения переменной $y = x^2 = \frac{r^2}{R^2}$, может быть приведена к виду, удобному для дальнейших расчетов (скорость света и ньютоновская гравитационная постоянная приняты здесь за единицу)

$$G''_{yy}(y) + \left(\frac{1}{2} (\ln(1 - \Phi(y)))'_y \right) \cdot G'_y(y) - \left(\frac{1}{1 - \Phi(y)} \right) \left(\frac{\Phi(y)}{y} \right)'_y G(y) = 0, \quad (3)$$

где $\Phi = 1 - \frac{1}{H^2}$ – функция, играющая роль ньютоновского потенциала,

определяемого через плотность энергии-импульса: $\Phi = \frac{\chi}{2\sqrt{y}} \cdot \int \mu(y) \cdot \sqrt{y} \cdot dy$, где

введено $\chi = k \cdot R^2$; k – гравитационная постоянная Эйнштейна, равная $k = 8\pi$; R – радиус звезды.

При моделировании решения уравнения (3) использовался метод Галеркина, в основе которого лежит: выбор решения в виде суммы функций, одна из которых удовлетворяет граничным условиям задачи, а другая, в виде ряда функций, удовлетворяющих однородным граничным условиям с неизвестными коэффициентами.

В качестве решения удовлетворяющего граничным условиям выбрано известное внутреннее решение Шварцшильда с постоянной плотностью массы-энергии.

В качестве граничных условий взято значение внешнего решения Шварцшильда на границе звезды, с одной стороны, и, значение внутреннего решения Шварцшильда в центре звезды, с другой. Пробные функции выбирались таким образом, чтобы сумма

функции и ее производной в центре ($x=0$) и на границе астрофизического объекта ($x=l$) равнялась нулю.

В уравнение (3), кроме неизвестной функции $G(y)$ входит и ньютоновский потенциал $\Phi(y)$. При моделировании этот потенциал выбирался в таком виде, чтобы плотность массы-энергии имела бы 4-й порядок по r :

$$\mu = \mu_0(1 - 2y + y^2), \quad (4)$$

$$\Phi = -\frac{1}{150} \mu_0 y(35 - 42y + 15y^2), \quad (5)$$

где μ_0 – центральная плотность.

В этом случае приближенное аналитическое решение

$$G(y) \cong G_{Schw} + \sum_{n=1}^N C_n \left(y^{\alpha+1} - \frac{2n(n+1)+1}{1+2n\alpha} y^\alpha \right)^n, \quad (6)$$

где $G_{Schw} \equiv \frac{1}{2} \frac{\eta \sqrt{(\kappa\mu_0 + 3)(\gamma\kappa\mu_0 + 3)}}{\kappa\mu_0 \sqrt{1-\eta}} - \frac{1}{2} \frac{3\eta\kappa\mu_0 + 3\eta - 2\kappa\mu_0}{\kappa\mu_0 \sqrt{1-\eta}}$ – внутреннее решение

Шварцшильда, $\eta = \frac{r_g}{R}$ – компактность объекта, $r_g = \frac{2km}{c^2}$ – гравитационный радиус.

Подставляя (6) в (3) получаем “невязку” – отличие приближенного решения от точного. Составляя внутренние произведения невязки и пробных функций, затем, интегрируя по внутренней области звезды, получим систему линейных уравнений для нахождения констант C_n , входящих в определение приближенного решения.

В зависимости от выбора верхнего предела суммирования N , можно с различной степенью точности моделировать астрофизические объекты.

Новые типы странных аттракторов в трехмерных диссипативных системах с дискретной симметрией

Рябов Денис Сергеевич

Ростовский Государственный Университет

Чечин Георгий Михайлович, к.ф.-м.н.

dryabov@yandex.ru

Существует большое количество хорошо известных трехмерных диссипативных систем с квадратичными нелинейностями, которые демонстрируют хаотическое поведение и существование странных аттракторов. Самыми известными из них являются системы Лоренца и Рёсслера. Также хорошо известно, что многие из этих систем, например, система Лоренца, обладают некоторой симметрией (система Лоренца инвариантна относительно замены $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$).

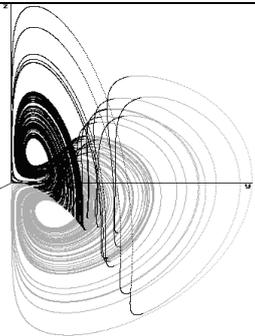
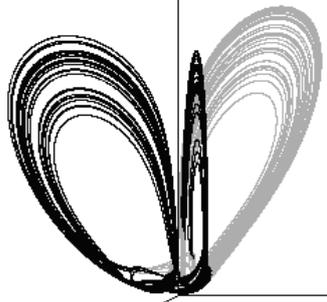
В настоящей работе рассматриваются диссипативные системы с дискретной симметрией. И в частности, проведен полный анализ трехмерных диссипативных

систем с 32-мя точечными группами симметрии (эти группы наиболее часто встречаются в физике) и квадратичными нелинейностями на вопрос возможности существования в них странных аттракторов. Показано, что странные аттракторы возможны лишь в классах систем с симметрией C_s , C_2 , D_2 , C_3 , C_{3v} , S_4 и тривиальных системах общего вида.

Для всех этих классов систем, за исключением класса с симметрией C_{3v} , найдены конкретные примеры систем со странными аттракторами. Эти системы демонстрируют как хаотическое поведение, так и основные свойства систем с дискретной симметрией.

Предложен метод численного определения группы симметрии странного аттрактора, которая является подгруппой группы симметрии системы в целом. Показано, что при этом возникают «домены» странного аттрактора и у каждого «домена» есть свои области притяжения в пространстве начальных значений.

Приведем изображения некоторых странных аттракторов из числа полученных в настоящей работе. Можно обратить внимание, что, например, уравнения системы « D_2 » выглядят проще, чем известные уравнения системы Лоренца, так как содержат лишь шесть слагаемых в правой части системы. Также отметим, что группа симметрии аттрактора системы « D_2 » является подгруппой группы симметрии системы в целом $C_2^y \subset D_2$, в то время как симметрия аттрактора системы « C_3 » является группой симметрии системы в целом.

уравнения системы	аттрактор	симметрия системы	симметрия аттрактора
<p>Система «D_2»</p> $\begin{cases} \dot{x} = -4x + yz \\ \dot{y} = -y + xz \\ \dot{z} = z - xy \end{cases}$		D_2	C_2^y
<p>Система «C_3»</p> $\begin{cases} \dot{x} = x - y + 2xy - xz \\ \dot{y} = x + y + (x^2 - y^2) - yz \\ \dot{z} = -z + (x^2 + y^2) \end{cases}$		C_3	C_3

По результатам данной работы вышла статья в журнале *Phys.Rev.E* [1].

Список публикаций:

[1] G.M. Chechin, D.S. Ryabov, *Three-dimensional Chaotic Flows with Discrete Symmetries*, *Physical Review E* **69** (2004).

Ионизация мезоатома при кратных столкновениях с двухатомной молекулой

Рябченко Сергей Васильевич

Поморский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Матвеев Виктор Иванович, д. ф.-м. н

ryabchenko.sergey@pomorsu.ru

Известно [1], что при мюонном катализе синтеза в результате реакции $(dt\mu)^+ \rightarrow (\mu\text{He})^+ + n$ появляются мезоатомы $(\mu\text{He})^+$ с начальной энергией $E_0 \approx 3.5\text{МэВ}$. При движении в среде такие мезоатомы, главным образом, за счет столкновений типа $(\mu\text{He})^+ + D_2$ могут потерять мюон и поэтому, к моменту остановки мезоатома, мюон лишь с некоторой вероятностью $\gamma(E_0) < 1$ остается связанным с ядром атома гелия. Малость размеров мезоатома по сравнению с размерами молекулы D_2 позволяют считать, что мюон стряхивается в результате столкновений мезоатома с отдельными дейтронами в рамках процессов ионизации или перезарядки, а учет других возможных каналов стряхивания μ -мезона приводит лишь к незначительным изменениям [2]. Среднее время жизни возбужденного мезоатома $\tau \leq 10^{-12}\text{сек}$ [3] существенно меньше среднего времени движения между его последовательными столкновениями с дейтронами (при плотностях смеси меньше или порядка плотности жидкого водорода). Поэтому при вычислении вероятности стряхивания обычно можно считать, что в столкновениях с дейтронами всегда участвуют мезоатомы в основном состоянии. Ситуация с необходимостью учета вклада возбужденных состояний меняется, если предположить наличие "выстроенности" молекул D_2 вдоль какого-либо направления. Как показано в настоящей работе, если направление движения мезоатома близко по ориентации с осью молекулы D_2 , то в сечение ионизации мезоатома заметную поправку может вносить учет двух последовательных столкновений мезоатома $(\mu\text{He})^+$ с ядрами одной молекулы D_2 . Время между двумя такими столкновениями $t \sim L/v \sim 10^{-16} \div 10^{-17}\text{сек}$, где $L \approx 0.74 \cdot 10^{-8}\text{см}$ – расстояние между ядрами в молекуле D_2 , а $v \sim 10^8 \div 10^9\text{см/сек}$ – скорость налетающего мезоатома. Очевидно, что это время $t \ll \tau$ – среднего времени жизни возбужденного состояния мезоатома. В этом случае при расчете сечения ионизации мезоатома необходимо учитывать вклад двухступенчатых процессов, когда мезоатом, возбужденный в результате столкновения с первым ядром молекулы, не успевает релаксировать в состояние $1s$ и претерпевает столкновение со вторым ядром молекулы, находясь в возбужденном состоянии. Далее, поскольку эффективный размер возбужденных состояний больше размера основного состояния, постольку сечение ионизации из возбужденного состояния оказывается больше сечения ионизации из основного состояния и можно ожидать заметный вклад от учета последовательных столкновений. Проведем оценку сечений таких процессов. Ориентацию молекулы будем описывать направлением межатомной оси \mathbf{L} . Малость размеров мезоатома по сравнению с расстоянием между ядрами молекулы позволяет считать столкновения независимыми. Тогда поправка к сечению однократной ионизации за счет двухступенчатых процессов примет следующий наглядный вид:

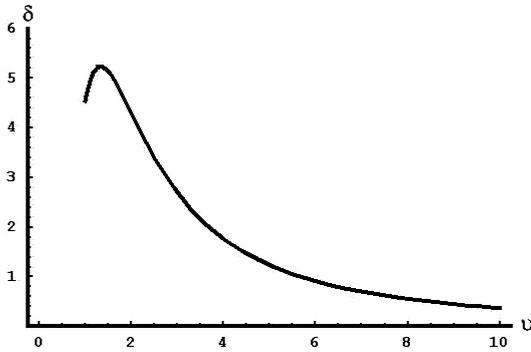
$$\Delta\sigma = \frac{1}{S} \sum_{n=2}^{n_1} \sigma_{n1} \sigma_{pn}, \quad (1)$$

где $S = \Omega_L L^2$, Ω_L – телесный угол, в котором расположена ось молекулы D_2 , σ_{n1} – сечение перехода мезоатома из основного состояния в возбужденное в результате первого столкновения [4], σ_{pn} – сечение ионизации мезоатома из возбужденного состояния [5] в результате второго столкновения. В формуле (1) суммирование заканчивается на некотором номере возбужденного состояния n_1 , значение которого можно оценить из равенства размера мезоатома $(\mu\text{He})^+$ в состоянии $|n_1\rangle$ и размера L молекулы D_2 . В результате $n_1 \approx 20$. Полное сечение ионизации мезоатома σ_{ion} является суммой σ_{p1} – сечения ионизации из основного состояния в однократном столкновении и $\Delta\sigma$ – поправки (4) за счет двукратных столкновений:

$$\sigma_{ion} = \sigma_{p1} + \Delta\sigma = \sigma_{p1} \left(1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{p1}} \right) = \sigma_{p1} \left(1 + \frac{\delta}{S} \right).$$

где приведенная поправка (система мезоатомных единиц)

$$\delta = \frac{8\pi 2^8 Z^2}{\nu^2 Z_a^2} \left(0,285 \cdot \ln \frac{\nu^2}{Z_a^2 \cdot 0,012} \right)^{-1} \times \sum_{n=2}^{20} n^7 \left(n^2 - \frac{Z_a^2}{\nu^2} \right) \int_{q_{\min}}^{\infty} \frac{dq}{q^3} q^2 \frac{[(n-1)^2 + (qn)^2]^{n-3}}{[(n+1)^2 + (qn)^2]^{n+3}} \left[\frac{n^2 - 1}{3} + (qn)^2 \right], \quad (2)$$



здесь $q_{\min} = 2Z_a(1 - n^{-2})/\nu$. Используя формулу (2), было рассчитано отношение $\Delta\sigma/\sigma_{p1}$ для различных значений скорости мезоатома. На рисунке представлены значения δ – приведенной поправки к сечению ионизации в зависимости от скорости мезоатома ν (все величины приведены в мезоатомных единицах). Отношение $\Delta\sigma/\sigma_{p1} = \delta/S$, где $S = \Omega_L L^2$, поэтому, как видно из рисунка, поправки за

счет двукратных столкновений к сечению ионизации могут оказаться заметными при малых углах выстроенности Ω_L .

Автор благодарит Министерство образования Российской Федерации (грант Е02-3.2-512) за финансовую поддержку работы.

Список публикаций:

- [1] Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. et al. ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1690.
- [2] Bracci L., Fiorentini G. // Nucl. Phys. 1981. V. 364A. P. 383.
- [3] Mueller R. O., Hughes V. W., Rosenthal H. // Phys. Rev. 1975. V 11. P.1175.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука. 1989.
- [5] Cohen J.S. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. P. 1419.

Неоднородные космологические модели с фантомным скалярным полем.

Савелова Елена Павловна

Ульяновский Государственный Университет

Журавлев Виктор Михайлович, д.ф-м.н

SEP 22.12.79@inbox.ru

В качестве одной из достаточно широко обсуждаемых моделей квинтэссенции в настоящее время рассматривается модель со скалярным полем, имеющим отрицательную кинетическую энергию. Такие поля в настоящее время принято называть фантомными полями.

Ранее в работе [1] было показано, что существует достаточно успешная неоднородная космологическая модель с материальным источником – фантомным скалярным полем. Основой такой модели является неоднородное пространство-время с обобщенной метрикой Мажумдара-Папапетроу (МП - метрикой).

В настоящей работе предлагается интерпретация не наблюдаемости поля с отрицательной кинетической энергией с помощью рассмотрения 5-мерной модели гравитации, в которой физическая пространственно-временная гиперповерхность выделяется условием постоянства «фундаментального» скалярного фантомного поля. Такой подход позволяет естественным образом ввести в рассмотрение пространственно-временные многообразия со сложной топологией, например, кротовыми норами, вместе с наблюдаемыми атрибутами современной космологии – темной материей и квинтэссенцией. Известно, что для существования таких структур как кротовые норы, необходима специфическая материя. Обычная материя не позволяет существовать таким образованиям в рамках Общей теории относительности. Такой специфической материей может быть как раз фантомное поле.

Рассмотрим МП - метрики в пространстве-времени $d=5$ следующего вида

$$ds^2 = e^{-A(x,y,z,t)+a(u)+h(t)} d\sigma^2 - e^{2A(x,y,z,t)+b(u)} du^2 \quad (1)$$

где

$$d\sigma^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (2)$$

Материя в такой модели описывается тензором энергии-импульса:

$$T_i^k = -\phi_i \phi_k + \frac{1}{2} g_{ik} g^{jl} \phi_j \phi_l + T_i^{(f)k} \quad (3)$$

где ϕ – фантомное поле, $\phi_i = \frac{\partial \phi}{\partial x^i}$, $T_{ik}^{(f)} = 0$, $i \neq k$, $T_\alpha^{(f)\alpha} = -p$, $\alpha = 1,2,3$, $T_0^{(f)0} = \varepsilon$, $T_4^{(f)4} = -r$, p - давление идеальной жидкости в направлении координат обычного пространства, ε - плотность энергии жидкости, r - давление пятой дополнительной координаты. Здесь мы предполагаем, что давление в жидкости изотропно.

Соответствующие уравнения Эйнштейна будут иметь следующий вид:

$$\varepsilon = p - \frac{1}{k} e^{A-h-a} \left(\ddot{h} - \frac{1}{2} \dot{h}^2 \right) \quad (4)$$

$$p = V(\phi) + \frac{1}{k} e^{A-h-a} (\ddot{h} + \frac{1}{4} \dot{h}^2) - \frac{3}{2k} g_1(u) e^{-2A-b} \quad (5)$$

$$r = \frac{3}{2k} e^{A-h-a} \diamond A - \frac{1}{k} a'^2 e^{-2A-b} - \frac{3}{2k} e^{A-h-a} \left(\dot{A} \dot{h} - \frac{1}{2} \dot{h}^2 - \ddot{h} \right) + V(\phi) \quad (6)$$

$$\phi = \sqrt{\frac{3}{2k}} (-A(x, y, z, t) + a(u)), \quad (7)$$

где $\diamond = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x^{\alpha 2}}$ - оператор Д'Аламбера.

Дополнительное уравнение для поля ϕ с учетом (7) может быть записано как

$$\diamond A = \sqrt{\frac{2k}{3}} \frac{\partial V}{\partial \phi} e^{-A+h+a} - \dot{h} \dot{A} - e^{-3A-b+h+a} \left(g_1(u) + \frac{3}{2} a'^2 \right), \quad (8)$$

где $g_1(u) = a'' - \frac{1}{2} a' b' + \frac{1}{2} a'^2$.

Предположим, что давление идеальной жидкости в направлении координат обычного пространства связано с давлением в направлении пятой дополнительной координаты следующим образом:

$$r = \gamma \varepsilon$$

Решая совместно уравнения (4)-(8), получаем уравнение на потенциал $V(\phi)$ и уравнение Д'Аламбера соответственно:

$$V = \frac{3}{2k} \frac{g_2(t)}{(\gamma - 2)} e^{A-a-h} + \frac{3}{2k} g_1(u) e^{-2A-b} + V_0 (e^{-a}) e^{(1-\gamma)(-A+a)} \quad (9)$$

где $g_2(t) = \ddot{h} - \frac{1}{2} (\gamma - 1) \dot{h}^2$.

Для случая квазивакуумного состояния: $\gamma = -1$ уравнение Д'Аламбера принимает вид:

$$\diamond A = -\dot{A} \dot{h} + \frac{1}{3} g_2(t) + \left[\left(g_1(u) - \frac{3}{2} a'^2 \right) e^{-b+a} + \frac{4k}{3} V_0 (e^{-a}) e^{3a} \right] e^{-3A+h},$$

отсюда видно, что

$$\left(g_1(u) - \frac{3}{2} a'^2 \right) e^{-b+a} + \frac{4k}{3} V_0 (e^{-a}) e^{3a} = \sigma,$$

где $\sigma = const$.

Физическая пространственно-временная гиперповерхность выделяется условием постоянства «фундаментального скалярного фантомного поля»: $A(x, y, z, t) - a(u) = 0$.

В случае, если $\sigma = 0$, $V(e^{-a}) = C e^{-a}$, получаем квадратное уравнение:

$$u^2 + \frac{3}{2k} C_1 u + \frac{3}{2k} (C_2 + C e^{-A(x,y,z,t)}) = 0,$$

его решения имеют вид двулистной гиперповерхности:

$$u_{1,2} = -\frac{3}{2k} C_1 \pm \sqrt{\frac{9}{4k^2} C_1^2 - \frac{6}{k} (C_2 + C e^{-A(x,y,z,t)})}.$$

Таким образом, действительно такая модель позволяет ввести в рассмотрение пространственно-временные многообразия со сложной топологией. В данном случае получена одна из таких структур – кротовая нора.

Список публикаций:

[1] Zhuravlev V.M., Kornilov D.A., Savelova E.P. *The scalar fields with negative kinetic energy, dark matter and dark energy // GRG (2004) (в печати)*

Кинетические уравнения для системы излучателей электромагнитного поля с учетом бинарных флуктуаций

Салюк Юрий Марленович

Лягушин Сергей Федорович

Днепропетровский Национальный Университет

Соколовский Александр Иосифович, д.ф.-м.н

antonas@ukr.net

Исследование на основе метода сокращенного описания Боголюбова кинетических процессов в системе двухуровневых излучателей, которые взаимодействуют через электромагнитное поле, позволяет получить кинетическое уравнение для статистического оператора $\rho_s(t)$ подсистемы излучателей s (основное кинетическое уравнение) [1]. Излучатели располагаются в узлах кристаллической решетки и описываются с помощью операторов квазиспина в соответствии с пионерской работой Дикке [2]. Предполагается, что фотоны образуют равновесную подсистему b с конечной температурой. В подходе, основанном на уравнении Цванцига, для случая начального вакуумного состояния поля основное кинетическое уравнение выводилось также в работе [3], результаты которой согласуются с [1].

Гамильтониан системы излучатели-поле выбирается нами в форме Дикке с учетом противовращательных (антирезонансных) членов и дается формулами

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_b + \hat{H}_{sb}, \quad \hat{H}_s = \hbar\Omega R_0^z, \quad \hat{H}_b = \sum_k \hbar\omega_k a_k^+ a_k, \quad \hat{H}_{sb} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k (A_k^+ a_k + A_k a_k^+),$$

$$A_k \equiv \hbar g_k \sum_q (R_q^+ f^*(k+q) + R_q^- f(k-q)). \quad (1)$$

Здесь и далее R_q^\pm, R_q^z - фурье-компоненты операторов плотности квазиспина, $f(k \pm q)$ - дифракционная функция, определяемая геометрией системы излучателей, Ω - частота излучателей. Для упрощения настоящего исследования основное кинетическое уравнение работы [1] используется нами в пренебрежении взаимодействием мод системы излучателей, которые нумеруются волновым вектором q . При этом оно может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_s = & -i[\Omega R_0^z, \rho_s] + \frac{1}{2} \sum_q \left\{ \Gamma_q^+ [R_q^+, \rho_s R_q^-] + \Gamma_q^- [R_q^-, \rho_s R_q^+] + \right. \\ & \left. + \Delta_q^+ [R_q^+, R_q^+ \rho_s] + \Delta_q^- [R_q^-, \rho_s R_q^+] + h.c. \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Gamma_q^\pm, \Delta_q^\pm$ - функции, которые выражаются через дифракционную функцию $f(k \pm q)$ и

распределение Планка для фотонов. Правая часть уравнения (2) вычислена нами с точностью до третьего порядка по взаимодействию излучателей с фотонами (g_k в формуле (1) является константой этого взаимодействия). Возможность пренебрежения взаимодействием мод в основном кинетическом уравнении подробно обсуждалась в [3] и связана в основном с поведением дифракционной функции.

Основное кинетическое уравнение (2) дает полное описание системы излучателей. В частности, при этом полностью учитываются все неравновесные флуктуации. Оно сводит задачу динамики системы излучателей к кинетике спиновой системы с эффективным гамильтонианом \hat{H}_{ef} и диссипативным вкладом в оператор Лиувилля \mathbf{L}_{dis}

$$\partial_t \rho_s = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{ef}, \rho_s] + \mathbf{L}_{dis} \rho_s;$$

$$\hat{H}_{ef} = \hbar(\Omega + \Delta\Omega) R_0^z - \frac{1}{2} \sum_q \hbar \Omega_q \hat{S}_q + \frac{i}{2} \sum_q (O_q R_q^+ R_q^+ - h.c.), \quad \hat{S}_q \equiv R_q^+ R_q^- - R_0^z - \frac{N}{2}. \quad (3)$$

Здесь \hat{S}_q - оператор поляризации излучателей (см. [3]), N - полное число излучателей, $\Delta\Omega$, Ω_q , O_q - некоторые функции величин, входящих в (2). Интересно отметить, что сдвиг частоты излучателей $\Delta\Omega$ в (3) зависит от температуры фотонного термостата T , а частоты Ω_q , описывающие коллективные эффекты в системе излучателей, не зависят. Третье слагаемое в \hat{H}_{ef} учитывает быстрые процессы, которые могут быть важны для анализа релаксационных явлений в системе.

Сложность уравнения (3) побуждает нас изучить сокращенное описание системы излучателей средней плотностью квазиспина и ее бинарными флуктуациями

$$\overline{R_n(x)^t}, \quad \overline{R_n(x) R_l(x')^t} \quad (\bar{A}^t \equiv Sp \rho_s(t) A) \quad (4)$$

(здесь использованы векторные компоненты оператора плотности квазиспина). Уравнение (3) дает цепочку уравнений для упомянутых средних и более сложных флуктуаций. Ее обрыв может быть выполнен стандартными средствами метода сокращенного описания Боголюбова. Однако здесь мы используем плодотворную идею обрыва упомянутой цепочки, предложенную в работе [4]

$$\overline{R_n R_l R_m^t} \rightarrow \overline{R_n R_l^t} \cdot \overline{R_m^t} + \frac{1}{2} [\overline{R_n R_l, R_m}]^t \quad (5)$$

(зависимость от координат для простоты опущена). В итоге приходим к системе кинетических уравнений вида

$$\partial_t \overline{R_{nq}^t} = L_n(q; \bar{R}^t, \overline{RR}^t), \quad \partial_t \overline{R_{nq} R_{lq'}^t} = L_{nl}(q, q'; \bar{R}^t, \overline{RR}^t) \quad (6)$$

записанной в терминах фурье-компонент R_{nq} операторов плотности квазиспина $R_n(x)$. Уравнения (6) обобщают кинетические уравнения работы [4] на случай пространственно неоднородных состояний системы излучателей. Второе из них линейно по флуктуациям \overline{RR}^t , которые можно выразить через средние \bar{R}^t . В итоге для этих переменных получается довольно громоздкое немарковское кинетическое уравнение вида

$$\partial_t \overline{R_{nq}^t} = \tilde{L}_n(q, t; \overline{R}^t), \quad (7)$$

которое и является основным результатом нашей работы. В настоящее время проводится анализ его решений и сопоставление с результатами, полученными в [4].

Отметим, что бинарные флуктуации плотности квазиспина можно связать с функцией распределения возбуждений типа магнона в системе излучателей. По физическому смыслу эти возбуждения лучше называть экситонами, так как они описывают распространение возбуждения (высвечивания) излучателей. Кинетическое уравнение для экситонов рассматриваемой системы с учетом их столкновений будет представлено в другом месте.

Список публикаций:

- [1]. Лягушин С.Ф., Салюк Ю.М., Соколовский А.И., Основное кинетическое уравнение для сверхизлучательной системы в модели Дикке, *Вестник Днепропетровского национального университета (Физика, Радиоэлектроника)*, 10, 44-49 (2003) (на укр. яз.);
- [2]. Dicke R.H., *Coherence in spontaneous radiation processes*, *Phys. Rev.*, 93, 99-110 (1954);
- [3]. Banfi G., Bonifacio G., *Superfluorescence and cooperative frequency shift*, *Phys. Rev.*, A12, 2068-2082 (1975).
- [4]. Bogolyubov N.N. (Jr.), Shumovsky A.S., Kudryavtsev I.K. and Lagushin S.F., *Superfluorescence in a system with external sources*, *Physica*, A 151, 293-302 (1988).

Спектр микроволновых колебаний 0-градусных доменных границ в кубических ферромагнетиках

Сергеев Евгений Иванович

Башкирский государственный университет

Вахитов Роберт Минисламович, д.ф.-м.н

sergeyevei@land.ru

Известно, что наличие доменной структуры в ферромагнетиках существенно сказывается на их динамических свойствах. В частности, в них наряду с объемными спиновыми волнами возможно возникновение высокочастотных мод Гилянского и низкочастотных голдстоуновских мод[1].

Спектры микроволновых колебаний 180° доменных границ (ДГ) в одноосных и кубических ферромагнетиках изучены достаточно хорошо [1, 2]. Однако во всех теоретических работах, сделанных ранее, рассматривались только идеальные ферромагнетики, не содержащие в своей структуре дефектов.

В то же время, исследования показывают, что в области дефектов зарождаются магнитные неоднородности, которым в одномерном случае соответствуют 0° ДГ [3]. Они играют важную роль в процессах спиновой переориентации магнетика от одного состояния к другому, однако их свойства еще недостаточно изучены.

В данной работе численно исследован спектр микроволновых колебаний 0° ДГ в кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль оси [111] одноосной анизотропией, изучена зависимость спектра от материальных параметров образца и соотношения констант одноосной и кубической анизотропии. Кроме того, в длинноволновом приближении получена аналитическая зависимость частоты микроволновых колебаний

ДГ от волнового числа и фактора качества образца, которые отличаются от соответствующих результатов, полученных для ДГ с другой топологией.

Список публикаций:

[1] Гилинский И.А.// ЖЭТФ. Т.68. с.1032. 1975.

[2] Mikhailov A.V., Shimokhin I.A.// Phys. Rev. B. Vol.48. №13. p.9569. 1993.

[3] Вахитов Р.М., Кучеров В.Е.// ФТТ. т.40. вып.8. с.1498. 1998.

Матрицы связи подрешеток тетрагональной сингонии

Силинин Антон Владимирович

Кемеровский государственный университет

Поплавной Анатолий Степанович, д. ф.-м. н

wanderer81@pisem.net

В любом сложном кристаллическом соединении можно выделить простые подрешетки, соответствующие решеткам Браве, в узлах каждой из которых находятся эквивалентные атомы одного химического элемента. Выделение подрешеток имеет смысл по той причине, что их число и сочетание определяют физические и физико-химические свойства кристаллов.

Каждому типу решетки Браве соответствует свой набор векторов элементарных трансляций. Необходимо проанализировать все типы решеток Браве на предмет выявления всех возможных подрешеток, удовлетворяющих трансляционной симметрии избранной решетки. При этом подрешетки могут относиться как к той же сингонии, что и кристаллическая решетка, так и к другим.

Обозначим векторы элементарных трансляций кристаллической решетки Γ_L и подрешетки, относящейся к решетке Браве Γ_S , $\mathbf{a}_i(\Gamma_L)$ ($i=1,2,3$) и $\mathbf{b}_j(\Gamma_S)$ ($j=1,2,3$), соответственно. Эти векторы можно связать между собой с помощью соотношения

$$\mathbf{a}_i(\Gamma_L) = \sum_{j=1}^3 (\Gamma_L | \Gamma_S)_{ij} \mathbf{b}_j(\Gamma_S). \quad (1)$$

Матрицу $(\Gamma_L | \Gamma_S)_{ij}$ будем называть матрицей связи между векторами элементарных трансляций решетки Γ_L и подрешетки Γ_S . Чтобы подрешетка была инвариантна относительно всех элементов группы трансляций решетки, необходимо и достаточно, чтобы все элементы матрицы $(\Gamma_L | \Gamma_S)_{ij}$ были целыми числами.

Введем матрицы $\hat{a}(\Gamma_L)$ и $\hat{b}(\Gamma_S)$ следующим образом: эти матрицы состоят из компонент векторов элементарных трансляций решетки и подрешетки, соответственно, причем первый индекс соответствует номеру вектора, а второй – номеру компоненты этого вектора. Тогда введя матрицу, обратную матрице $\hat{b}(\Gamma_S)$, получим:

$$(\Gamma_L | \Gamma_S) = \hat{a}(\Gamma_L) \hat{b}^{-1}(\Gamma_S). \quad (2)$$

Итак, для решения поставленной задачи необходимо задать векторы элементарных трансляций решетки и подрешетки и определить $(\Gamma_L | \Gamma_S)$ из (4). Затем мы должны потребовать, чтобы все элементы матрицы $(\Gamma_L | \Gamma_S)$ были целыми числами, откуда и определяются ограничения на компоненты векторов $\mathbf{b}_j(\Gamma_S)$ элементарных

трансляций подрешетки. Тем самым находятся подрешетки, совместимые с трансляционной симметрией заданной решетки.

Далее в качестве примера приведены матрицы связи решеток тетрагональной сингонии с подрешетками других сингоний.

Решетка тетрагональная простая (Γ_q)

$$\begin{aligned}
 (\Gamma_q | \Gamma_c) &= \begin{pmatrix} n & 0 & 0 \\ 0 & n & 0 \\ 0 & 0 & m \end{pmatrix}, & (\Gamma_q | \Gamma_c^f) &= \begin{pmatrix} -n & n & n \\ n & -n & n \\ m & m & -m \end{pmatrix}, & (\Gamma_q | \Gamma_c^v) &= \begin{pmatrix} 0 & n & n \\ n & 0 & n \\ m & m & 0 \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b, \\ m = a_z/b. \end{cases} \\
 (\Gamma_q | \Gamma_q) &= \begin{pmatrix} n & 0 & 0 \\ 0 & n & 0 \\ 0 & 0 & m \end{pmatrix}, & (\Gamma_q | \Gamma_q^v) &= \begin{pmatrix} 0 & n & n \\ n & 0 & n \\ m & m & 0 \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b, \\ m = a_z/b_z. \end{cases} & (\Gamma_q | \Gamma_o) &= \begin{pmatrix} n & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & l \end{pmatrix}, & (\Gamma_q | \Gamma_o^b) &= \begin{pmatrix} n & -n & 0 \\ m & m & 0 \\ 0 & 0 & l \end{pmatrix}, \\
 (\Gamma_q | \Gamma_o^f) &= \begin{pmatrix} -n & n & n \\ m & -m & m \\ l & l & -l \end{pmatrix}, & (\Gamma_q | \Gamma_o^v) &= \begin{pmatrix} 0 & n & n \\ m & 0 & m \\ l & l & 0 \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b_x, \\ m = a/b_y, \\ l = a_z/b_z. \end{cases} & (\Gamma_q | \Gamma_m) &= \begin{pmatrix} n & -k & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & l \end{pmatrix}, \\
 (\Gamma_q | \Gamma_m^b) &= \begin{pmatrix} n & -k & -k \\ 0 & m & m \\ 0 & -l & l \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/(b_x \cos \beta), \\ m = a/b_y, \\ l = a_z/b_z, \\ k = a \operatorname{tg} \beta / b_y. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Решетка тетрагональная объемноцентрированная (Γ_q^v)

$$\begin{aligned}
 (\Gamma_q^v | \Gamma_c) &= \begin{pmatrix} -n & n & m \\ n & -n & m \\ n & n & -m \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/(2b), \\ m = a_z/(2b), \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_c^f) &= \begin{pmatrix} n+m & m-n & -m \\ m-n & n+m & -m \\ -m & -m & n+m \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b, \\ m = a_z/(2b), \end{cases} \\
 (\Gamma_q^v | \Gamma_c^v) &= \begin{pmatrix} m & m-n & 0 \\ m-n & m & 0 \\ n-m & n-m & n \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b, \\ m = (a+a_z)/(2b). \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_q) &= \begin{pmatrix} -n & n & m \\ n & -n & m \\ n & n & -m \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/(2b), \\ m = a_z/(2b_z), \end{cases} \\
 (\Gamma_q^v | \Gamma_q^v) &= \begin{pmatrix} m & m-n & 0 \\ m-n & m & 0 \\ n-m & n-m & n \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b, \\ m = a/(2b) + a_z/(2b_z). \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_o) &= \begin{pmatrix} -n & m & l \\ n & -m & l \\ n & m & -l \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/(2b_x), \\ m = a/(2b_y), \\ l = a_z/(2b_z), \end{cases} \\
 (\Gamma_q^v | \Gamma_o^b) &= \begin{pmatrix} -n+m & m & l \\ n-m & -m & l \\ m & -n+m & -l \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b_x, \\ m = a/(2b_x) + a/(2b_y), \\ l = a_z/(2b_z), \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_o^f) &= \begin{pmatrix} l & l-n-m & m-l \\ l-n-m & l & n-l \\ m-l & n-l & l \end{pmatrix}, \\
 \begin{cases} n = a/b_x, \\ m = a/b_y, \\ l = a/(2b_x) + a/(2b_y) + a_z/(2b_z), \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_o^v) &= \begin{pmatrix} l & l-m & m-n \\ n-2m+l & n-m+l & n-m \\ 2m-n-l & m-l & m \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/b_x, \\ m = a/(2b_x) + a/(2b_y), \\ l = a/(2b_y) + a_z/(2b_z). \end{cases} \\
 (\Gamma_q^v | \Gamma_m) &= \begin{pmatrix} -n & k & l \\ n & -k & l \\ n & m-k & -l \end{pmatrix}, & \begin{cases} n = a/(2b_x \cos \beta), \\ m = a/b_y, \\ l = a_z/(2b_z), \\ k = a(1 + \operatorname{tg} \beta)/(2b_y), \end{cases} & (\Gamma_q^v | \Gamma_m^b) &= \begin{pmatrix} -n & -l+k & k \\ n & -k & l-k \\ n & m+l-k & m-k \end{pmatrix},
 \end{aligned}$$

$$\begin{cases} n = a / (2b_x \cos \beta), \\ m = a / b_y, \\ l = a_z / b_z, \\ k = a(1 + \operatorname{tg} \beta) / (2b_y) + a_z / (2b_z). \end{cases}$$

Величины a и a_z – пространственные периоды решетки; b, b_x, b_y, b_z и β – геометрические параметры подрешеток; n, m, l и k – целые числа.

Исследование эффекта электрогравистатической поляризации проводников

Слепцова Ирина Гаврильевна

Якутский государственный университет им. М.К.Аммосова

Степанов Валерий Егорович д.ф.-м.н

sigira@mail.ru

Работа посвящена определению параметров электрогравистатической поляризации сферических проводников в гравитационном поле Земли. В работе [1] было доказано, что благодаря наличию гравитационной массы электронов проводимости существует физический эффект поляризации проводящей сферы гравитационным полем Земли. Там была получена формула для энергии электростатического поля заряженных сфер в осесимметричном случае. Если рассмотреть взаимодействие двух шариков с Землей, рассматриваемой в форме массивного шара, полная энергия будет:

$$\begin{aligned} W = & \frac{1}{2} \left(1 - \gamma \left(\frac{m}{e}\right)^2\right) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^1{}^2}{R_1^{2l+1}} - \gamma \frac{m}{e} q_1 \frac{m_1}{R_1} - \frac{3}{5} \gamma \frac{m_1^2}{R_1} + \frac{1}{2} \left(1 - \gamma \left(\frac{m}{e}\right)^2\right) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^2{}^2}{R_2^{2l+1}} - \\ & - \gamma \frac{m}{e} q_2 \frac{m_2}{R_2} - \frac{3}{5} \gamma \frac{m_2^2}{R_2} + \left(1 - \gamma \left(\frac{m}{e}\right)^2\right) \sum_{s=0, l=0}^{\infty} \frac{(l+s)! Q_l^1 Q_s^2}{l! s! L^{l+s+1}} - \gamma \frac{m}{e} m_1 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^2}{L^{l+1}} - \\ & - \gamma \frac{m}{e} m_2 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^1}{L^{l+1}} - \gamma \frac{m_1 m_2}{L} - \gamma \frac{m}{e} M_z \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^1}{(L + R_2 + R_z)^{l+1}} - \gamma \frac{m}{e} M_z \sum_{l=0}^{\infty} \frac{Q_l^2}{(R_2 + R_z)^{l+1}} - \\ & - \frac{3}{5} \gamma \frac{M_z^2}{R_z} \end{aligned} \quad (1)$$

Где γ - гравитационная постоянная, m, e - масса и заряд электрона, M_z, R_z - масса и радиус Земли, R_1, R_2 - радиус шаров, L - расстояние между ними, Q_l^1, Q_l^2 - мультипольные моменты для первого и второго шара соответственно.

В данной работе было рассмотрено взаимодействие шаров, соединённых тонким проводящим проводом, когда $q_1 = -q_2 = q$, является определяемым условиями электрогравитационной поляризации зарядом. Для двух проводящих шаров, надутых азотом при $L = 14, m_1 = 1, m_2 = 2, R_1 = 5.76, R_2 = 7.26$ сделаны численные расчеты в системе СГС. Было получено: в монополюльном приближении $q = -1.54399 * 10^{-13}$; в

дипольном $q = -1.85948 * 10^{-13}$ с дипольными моментами $Q_1^1 = 2.51835 * 10^{-14}, Q_1^2 = 1.06708 * 10^{-12}$; в квадрупольном $q = -1.95406 * 10^{-13}, Q_1^1 = -1.87150 * 10^{-14}, Q_1^2 = -1.13355 * 10^{-12}$, с квадрупольными моментами $Q_2^1 = 1.13166 * 10^{-12}, Q_2^2 = 1.72081 * 10^{-12}$. Энергия: $W_{\text{моно}} = -2.00838 * 10^{-27}, W_{\text{дип}} = -3.43360 * 10^{-27}, W_{\text{квадруп}} = -3.57585 * 10^{-27}$

Для железных шариков, когда $L = 8, m_1 = 2000, m_2 = 1000, R_1 = 3, R_2 = 4$: в монополюльном $q = -4.45979 * 10^{-14}$; в дипольном приближении $q = -4.48103 * 10^{-14}, Q_1^1 = 5.83877 * 10^{-14}, Q_1^2 = 6.29189 * 10^{-14}$; в квадрупольном приближении $q = -4.60926 * 10^{-14}, Q_1^1 = 5.53009 * 10^{-14}, Q_1^2 = -1.45656 * 10^{-13}, Q_2^1 = 6.66659 * 10^{-14}, Q_2^2 = 1.85145 * 10^{-14}$

Результаты расчетов означают, что энергия взаимодействия, за вычетом постоянных вкладов энергий гравитационного самодействия шаров и Земли, при увеличении точности приближения решения задачи, уменьшается:

$$W_{\text{моно}} = -3.31496 * 10^{-28}, W_{\text{дип}} = -4.45783 * 10^{-28}, W_{\text{квадруп}} = -4.55928 * 10^{-28}.$$

Таким образом, доказано, что эффект электрогравитационной поляризации проводящих шаров существует и доступен экспериментальным возможностям современной электроники.

Список публикаций:

[1] В. Е. Степанов. Поляризация проводящей сферы гравитационным полем Земли. Труды 4 семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны», ОИЯИ, Дубна, 1992, с.202-207.

Влияние локального поля на спектры автоионизационных резонансов

Совков Денис Евгеньевич

Хакимьянов Азамат Тахирянович

Красноярский государственный университет

Геллер Юрий Исаевич

sovkov@mail.ru

В вакуумно-ультрафиолетовом (ВУФ) (длины волн 200 – 10 нм) и мягком рентгеновском (МР) (длины волн от 10 до 0.4–0.6 нм) областях спектра среды обладают, как правило, высокой оптической плотностью. Для нейтральных атомов и молекул это связано как с поглощением ВУФ излучений в ионизационный континуум, так и с наличием автоионизационных и преддиссоциационных резонансов. Исследование резонансов, расположенных выше порога ионизации или преддиссоциации, имеет большое значение: для составления атомных и молекулярных электронных спектров, для получения высоко поляризованных электронов, для диагностики высокотемпературной плазмы, для исследования Солнца, звезд, туманностей и межзвездной среды, а так же в лазерном разделении изотопов и резонансной нелинейной оптике ВУФ и МР диапазонов.

В отличие от резонансов в чисто дискретном спектре автоионизационные резонансы (АР) имеют, как правило, характерный асимметричный вид и описываются

большим числом параметров. Кроме того, вид АР часто зависит от способа его наблюдения. Поэтому, важное значение имеют сочетания различных методов спектроскопии АР. Асимметрия АР обусловлена интерференцией переходов идущих через резонансные и нерезонансные каналы и, таким образом, оказывается чувствительной к, различного рода, возмущениям. С другой стороны такая чувствительность позволяет исследовать указанные возмущения по изменению спектральной формы АР. Настоящая работа и посвящена исследованию влияния локального поля окружения в однородной среде на параметры АР.

Одной из фундаментальных проблем линейной и нелинейной оптики является установление связи между макроскопическим падающим на вещество излучением и микроскопическим откликом атомов и молекул. В твердых телах, жидкостях и плотных газах необходимо учитывать взаимодействие между составляющими атомами или молекулами. При этом учет взаимовлияния атомов окружения на диэлектрическую проницаемость обычно решается введением локального поля E' :

$$E'_i = E_i + 4\pi L_{ik} P_k, \quad (1)$$

где E_i – внешнее среднее макроскопическое поле волны, P – вектор поляризации атомов окружения, L_{ik} – симметричный тензор деполяризации, учитывающий геометрию ближайшего окружения. В сферическом приближении тензор деполяризации становится единичным $L_{ik} = \delta_{ik}/3$, и (1) приводит к известной формуле Лорентц-Лоренца для комплексного показателя преломления:

$$n^2 - 1 = 4\pi\chi / (1 - 4\pi\chi/3), \quad (2)$$

где χ – восприимчивость разреженного вещества. В силу линейной зависимости χ от концентрации N среды величина $a = \frac{3}{4\pi N} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$ не зависит от N . Поэтому вместо средней поляризуемости a часто вводят величину R молекулярной рефракции

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N_A a,$$

где μ – молекулярный вес, ρ – плотность, N_A – число Авогадро, равное числу молекул в одном грамм – моле.

Это макроскопическая однородность вещества, изотропия распределения атомов или молекул и большая длина волны излучения λ по сравнению с межатомными расстояниями $N^{-1/3}$, т.е. $\lambda \gg N^{-1/3}$. Несмотря на приближенный характер, выражение (2) выполняется в широких диапазонах концентраций и длин волн. Измерения молекулярной рефракции для различных давлений и веществ показали, что величина R практически постоянна и даже мало меняется при конденсации газа в жидкость.

Особенностью автоионизационных спектров является коротковолновый диапазон длин волн и вовлечение в переходы внутренних атомных электронов, а также переходов между дискретными состояниями и сплошным спектром (континуумом). Все это может приводить к существенному изменению методов учета локального поля и к изменению выражений (1) и (2). Поэтому представляют интерес исследования возможных проявлений локального поля в модели Лорентц-Лоренца в автоионизационных спектрах.

В результате проделанных вычислений [1] было получено выражение для комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon - 1 = i \frac{\alpha_0 \lambda}{2\pi} \left[\left(\frac{6\pi}{\alpha_0 \lambda} \right)^2 / (1 + y^2) \right] \left\{ 1 + iQ_0 + (\rho^2 - \eta) \frac{(Q - i)^2}{1 - \eta - i(x + \xi)} \right\},$$

где $\rho^2 - \eta = \rho^2 (y - q)^2 / (1 + y^2) \geq 0$; $Q_0 \equiv (q_0 y + 1) \alpha_0 / 3k$; $Q \equiv (qy + 1) / (y - q)$; $\alpha_0 = \sigma_0 N$ – показатель поглощения в ионизационный континуум (сечение ионизации σ_0) в отсутствие автоионизационного уровня, $k = \omega / c$ – волновой вектор излучения в вакууме, $x = (\omega - \omega_r) / \Gamma$ – нормированная на полную полуширину Γ отстройка частоты излучения от теоретической частоты резонанса ω_r ; q – безразмерный параметр Фано контура линии; $\rho^2 \leq 1$ – степень интерференции переходов в континуум с уровнями v и g , $y = 3k / \alpha_0 + q_0$.

Таким образом, поляризационное взаимовлияние атомов кроме тривиального сдвига частот может приводить также как к уширению, так и к сужению резонансных линий. При этом теоретически предельная величина сужения определяется неинтерферирующим радиационным распадом автоионизационного уровня.

Список публикаций:

[1] Геллер Ю.И., Совков Д.Е. Влияние локального поля на спектры автоионизационных резонансов. // *Опт. и спектр.*, 2004 (в печати).

Кинетические уравнения для электрона в кристалле с учетом неравновесных электрон-фононных корреляций

Соколовский Сергей Александрович

Соколовский Александр Иосифович

Днепропетровский Национальный Университет

Черненко Иван Михайлович, д.ф.-м.н

s_sokolov2002@list.ru

Исследуется кинетика электрона в полярном кристалле. Основную роль при этом играет его взаимодействие с оптическими фононами. “Одетый” взаимодействием электрон в этой ситуации принято называть поляроном. Движение полярона отвечает движению электрона вместе с возмущением ближайших ионов. Интересуясь принципиальной стороной проблемы, полностью пренебрежем спиновыми эффектами для электрона и поляризационными для фононов. Пренебрежем также взаимодействием между фононами, которое не сохраняет их число. Возможность рассмотрения одного электрона также является некоторым приближением. Наконец, кристалл будем исследовать в континуальном приближении. При этом важны лишь малые волновые векторы и в суммах по ним можно заменить первую зону Бриллюэна всем k – пространством. Нами изучается кинетика одного электрона, поэтому использовать для его описания вторичное квантование нецелесообразно.

Гамильтониан рассматриваемой системы, состоящей из электрона s и подсистемы фононов b , следуя [1], выберем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_b + \hat{H}_{sb}, \quad \hat{H}_s = \frac{\hat{p}^2}{2m}, \quad \hat{H}_b = \sum_k \hbar \omega_k b_k^+ b_k,$$

$$\hat{H}_{sb} = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k g_k e^{i\vec{k}\vec{x}} (b_k + b_{-k}^+), \quad g_k \equiv \alpha_k \left(\frac{\hbar}{2\omega_k} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь \hat{p}_n, \hat{x}_n – операторы импульса и координаты электрона, а α_k – некоторая функция (будем считать, что α_k и частота фононов ω_k зависят лишь от модуля k_n). В модели Фрелиха полагают $\omega_k = \omega$, $\alpha_k = \lambda/k$, где ω, λ – некоторые постоянные. Предполагается, что фононы образуют равновесный термостат.

В нашей работе [2] было получено следующее кинетическое уравнение для вignerовской функции распределения электрона $f_p(x, t)$

$$\partial_t f_p(x, t) = -\frac{p_l}{m} \frac{\partial f_p(x, t)}{\partial p_l} + L_p(x, f(t), \zeta), \quad (2)$$

$$L_p(x, f, \zeta) = \frac{1}{4\pi^3 \hbar^2} \int_{-\infty}^0 d\tau \int d^3k g_k^2 \left\{ n_k f_{p-k\hbar} \left(x + \frac{k\hbar}{2m} \tau \right) - (1+n_k) f_p \left(x - \frac{k\hbar}{2m} \tau \right) \right\} \times$$

$$\times \cos \frac{\tau}{\hbar} (\varepsilon_{p-k\hbar} + \hbar \omega_k - \varepsilon_p) +$$

$$+ \frac{1}{4\pi^3 \hbar^2} \int_{-\infty}^0 d\tau \int d^3k g_k^2 \left\{ (1+n_k) f_{p+k\hbar} \left(x - \frac{k\hbar}{2m} \tau \right) - n_k f_p \left(x + \frac{k\hbar}{2m} \tau \right) \right\} \times$$

$$\times \cos \frac{\tau}{\hbar} (\varepsilon_p + \hbar \omega_k - \varepsilon_{p+k\hbar}), \quad (3)$$

справедливое с точностью до членов третьего порядка теории возмущений по λ включительно. Здесь n_k – распределение Планка для фононов. Через $\zeta \equiv \{\zeta_\mu\}$ обозначена совокупность термодинамических величин, определяющих состояние фононного термостата. Она включает температуру фононного газа T и плотность числа ионов в решетке n (от n зависит энергия фонона $\hbar \omega_k$).

Важным направлением современной статистической физики является изучение влияния неравновесных корреляций (флуктуаций) на неравновесные процессы. При этом речь идет о новом классе независимых параметров, описывающих состояние системы. В работе [3] предложено описывать неравновесные корреляции сглаженными корреляционными функциями обычных для данной системы параметров ее сокращенного описания. В этой работе было показано, что уравнения сокращенного описания системы с учетом неравновесных корреляций можно получить как из микроскопической теории, так и путем усреднения обычных уравнений для параметров сокращенного описания по начальным значениям этих параметров. Применительно к нашей системе это означает следующее. Пусть $f_p(x, t, f_0, \zeta)$ – решение задачи Коши для уравнения (2) ($f_{p0}(x)$ – начальное значение функции распределения электрона).

Будем описывать неравновесное состояние электрона в кристалле и равновесной фоновой подсистемы параметрами

$$f_p(x, t) = \overline{f_p(x, t, f_0, \zeta)}, \quad g_{\mu p}(x, t) = \overline{f_p(x, t, f_0, \zeta) \zeta_\mu} - f_p(x, t) a_\mu; \\ a_\mu = \overline{\zeta_\mu}, \quad g_{\mu\mu'} = \overline{\zeta_\mu \zeta_{\mu'}} - a_\mu a_{\mu'}, \quad (4)$$

где черта над величинами означает упомянутое усреднение. Тогда, используя формализм работы [3], получим следующие кинетические уравнения для рассматриваемой системы с учетом флуктуаций

$$\partial_t g_{\mu p}(x) = -\frac{p_l}{m} \frac{\partial g_{\mu p}(x)}{\partial x_l} + e^{A(g)} \left(\int d^3 x' d^3 p' g_{\mu p'}(x') \frac{\delta L_p(x, f, a)}{\delta f_{p'}(x')} + \sum_{\mu'} g_{\mu\mu'} \frac{\partial L_p(x, f, a)}{\partial a_{\mu'}} \right), \\ \partial_t f_p(x) = -\frac{p_l}{m} \frac{\partial f_p(x)}{\partial x_l} + e^{A(g)} L_p(x, f, a). \quad (5)$$

Сюда входит дифференциальный оператор $\mathbf{A}(g)$, определяемый формулой

$$\mathbf{A}(g) = \sum_{\mu} \frac{\partial}{\partial a_{\mu}} \left(\int d^3 p' d^3 x' g_{\mu p'}(x') \frac{\delta}{\delta f_{p'}(x')} + \frac{1}{2} \sum_{\mu'} g_{\mu\mu'} \frac{\partial}{\partial a_{\mu'}} \right). \quad (6)$$

Первое уравнение в (5) для неравновесной электрон-фононной корреляционной функции записано в виде, справедливом для интеграла столкновений $L_p(x, f, a)$ произвольного вида. В нашем случае $L_p(x, f, a)$ является линейной функцией $f_p(x)$ и это уравнение поддается дальнейшему упрощению. Матрицу $g_{\mu\mu'}$ в (5) можно считать равновесной корреляционной функций термодинамических параметров фоновой подсистемы b . На основе уравнений (5) может быть исследовано влияние неравновесных корреляций на явления переноса в системе, что будет опубликовано в другом месте.

Список публикаций:

- [1]. Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. (мл.), *Кинетическое уравнение для динамической системы, взаимодействующей с фоновым полем*, ЭЧАЯ, 11, 245 (1980);
 [2]. Соколовский С.А., Черненко И.М., *Кинетическое уравнение для сильно неоднородных состояний электрона в кристалле*, Вестник Днепропетровского национального университета (Физика, Радиоэлектроника), 10, 152-159 (2003);
 [3]. Пелетминский С.В., Соколовский А.И., *Общие уравнения флуктуационной гидродинамики*, Украинский физический журнал, 37, 1521-1528 (1992).

Уравнения для электромагнитного поля и его флуктуаций в неравновесной среде

Ступка Антон Анатольевич

Соколовский Александр Иосифович

Днепропетровский Национальный Университет

Соколовский Александр Иосифович, д. ф.-м. н

stupka_a@mail.ru

Рассмотрим неограниченную плазменную среду из различных сортов заряженных частиц и взаимодействующее с ней электромагнитное поле. Наиболее общим и основополагающим подходом к описанию таких макроскопических систем есть усреднение квантовых операторов физических величин со статистическим оператором системы. В данном случае нас интересуют следующие физические величины: напряжённость поперечного электрического поля \vec{E}_t^x , магнитная индукция \vec{B}_t^x и плотности интегралов движения среды, находящейся на гидродинамическом этапе эволюции, т.е. плотность энергии $\varepsilon(x,t)$, плотность импульса $\vec{\pi}(x,t)$ и плотности каждой из компонент плазмы $\rho_a(x,t)$. В дополнение к вышеперечисленным параметрам мы также станем изучать парные центрированные разноместные одновременные корреляционные моменты поля $\langle E_\alpha^x E_\beta^{x'} \rangle_t, \langle E_\alpha^x B_\beta^{x'} \rangle_t, \langle B_\alpha^x E_\beta^{x'} \rangle_t, \langle B_\alpha^x B_\beta^{x'} \rangle_t$.

На основании уравнения Лиувилля получим временные уравнения. Калибровку для векторного потенциала положим кулоновскую. Функцию Гамильтона выберем квазирелятивистскую $H = H_m + H_f + V^1 + V^2 = H_0 + V$.

Где $H_f = \sum_{k\lambda} k\hbar c \lambda_k^+ c_k^\lambda, V^1 = -\frac{1}{c} \int A_\alpha(x) j_{0\alpha}(x) d^3x, V^2 = \frac{1}{2c^2} \int A^2(x) \chi(x) d^3x, H_m$ -

гамильтониан среды. $\chi(x) = \sum_a \left(\frac{e_a}{m_a} \right)^2 \rho_a(x)$, остальные обозначения стандартны.

Основной проблемой является получение явного вида статистического оператора системы. Исходя из физической картины можем считать малыми градиенты всех указанных параметров системы, а также считать малым взаимодействие между подсистемами поля и среды. Тогда для нахождения статистического оператора мы воспользуемся методом сокращённого описания Боголюбова-Пелетминского [1,2]. Главными допущениями метода являются принцип пространственного ослабления корреляций и функциональная зависимость от времени статистического оператора через набор параметров сокращённого описания. Такими параметрами в нашей задаче выбираются вышеперечисленные плотности, напряжённости и парные корреляционные моменты, а также и все высшие корреляционные моменты поля, что позволяет считать описание последнего максимально точным. Будем считать малые параметры теории возмущений сравнимыми и построим уравнения с точностью до второго порядка малости. В таком подходе получим следующие уравнения электромагнитной гидродинамики

$$\frac{\partial \rho_a(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_\beta} \left\{ u_\beta(x,t) \rho_a(x,t) + j_{0\alpha\beta}^1(x,t) + \frac{1}{c} A_\beta(x,t) \left(\frac{\rho_a(x,t)}{\rho(x,t)} \sigma(x,t) - \sigma_a(x,t) \right) \right\}$$

$$\rho(x,t) \frac{\partial u_\alpha(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_\beta} t_{\alpha\beta}^1(x) - \frac{\partial u_\alpha(x,t)}{\partial x_\beta} u_\beta(x,t) \rho(x,t) + u_\alpha(x,t) \frac{\partial}{\partial x_\beta} j_{\alpha\beta}^1(x) - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} p(x,t) +$$

$$+ E_\alpha(x) \sigma(x,t) + \frac{1}{c} [\bar{u}(x,t) \sigma(x,t), \bar{H}(x)]_\alpha, \quad ,$$

$$\frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \{ u_\alpha(x,t) w(x,t) + q_\alpha^1(x,t) \} - \frac{\bar{u}^2(x,t)}{2} \frac{\partial j_\alpha^1(x)}{\partial x_\alpha} +$$

$$+ u_\alpha(x,t) \frac{\partial}{\partial x_\beta} t_{\alpha\beta}^1(x) + u_\alpha(x,t) \frac{\partial}{\partial x_\alpha} p(x,t), \quad \operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot \operatorname{rot} \vec{E},$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c \cdot \operatorname{rot} \vec{H} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \int d^3 x' \frac{1}{|x-x'|} \left(\sum_a \frac{e_a}{m_a} \vec{j}_{\alpha a}^1(x',t) + \right. \\ \left. + \bar{u}(x',t) \sigma(x',t) + \frac{1}{c} \bar{A}(x',t) \left\{ \frac{1}{\rho(x',t)} \sigma(x',t)^2 - \chi(x',t) \right\} \right),$$

где $A_\alpha(x,t) = \operatorname{rot}_\alpha \frac{1}{4\pi} \int d^3 x' \frac{\bar{H}(x',t)}{|x-x'|}$, $\sigma_a(x,t)$ - плотность заряда a -той

компоненты, а также введена единая массовая скорость по инвариантной плотности импульса.

Остальные обозначения взяты из [1]. Как видно, система уравнений замкнута. Для парных корреляторов также получается система уравнений, в которую в качестве коэффициентов входят параметры среды. Если обозначить набор парных флуктуаций через ξ_i , то общая структура такова

$\frac{\partial \xi_i}{\partial t} = C_{ij} \xi_j + D_i$, где коэффициенты C_{ij} содержат дифференцирование и интегрирование по пространству.

Одним из приложений полученной системы уравнений является получение акустооптического эффекта. Пренебрежём диссипативными процессами в среде и будем рассматривать последовательные приближения по амплитуде. Кроме того, для получения акустооптического эффекта достаточно описывать среду единой плотностью массы. Тогда в первом приближении выделится система уравнений идеальной гидродинамики, которая допускает звуковую волну, система уравнений Максвелла, решением которой будут поперечные плазменные волны, а также система уравнений для корреляций с плазменными волнами корреляций [2]. Во втором порядке по амплитуде волн получаем взаимодействие звуковых и световых мод колебаний в виде дублета Манделъштама-Бриллюэна в спектре электромагнитной волны. Абсолютно аналогичным образом получаем акустооптический эффект и из уравнений для корреляций.

Список публикаций:

- [1] Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. "Методы статистической физики" – М.: Наука, 1977, 368 с.
[2]. Соколовський О.Й., Ступка А.А. Кінетична теорія електромагнітних процесів у рівноважному середовищі. // Вісник Дніпропетровського університету. Фізика. Радіоелектроніка. 2003 №10. с. 57-63.

Модель астрофизического объекта со слоисто-неоднородным распределением плотности массы.

Таланов Антон Александрович

Красноярский Государственный Университет

Баранов Александр Михайлович, д.ф.-м.н

bam@lan.krasu.ru

В работе рассмотрена модель статического сферически симметричного астрофизического объекта, заполненного идеальной паскалевой жидкостью и имеющего слоисто-неоднородную внутреннюю структуру. Неоднородность учитывается через функцию распределения плотности массы-энергии, представленную как обобщение ступенчатой функции Хевисайда на случай нескольких ступенек, но с размытыми «ступеньками», что обеспечивает дифференцируемость такой квази-ступенчатой функции. Эти «ступеньки» соответствуют слоям с почти постоянным значением плотности в каждом из них. Для этой цели специально выбирается непрерывная аналитически заданная функция, которая может обеспечить решение без многочисленных сшивок, возникающих в подходе, когда функция плотности массы-энергии описывается строго ступенчатой (недифференцируемой) функцией. Вид плотности энергии задаётся таким образом, чтобы при $r=0$ $\mu(0) = \mu_0$ – центральная плотность, а при $r=R$ $\mu(R) = 0$, где R – радиус объекта. Когда $0 < r < R$, $\mu(r)$ ведет себя квази-периодически по радиальной переменной. Астрофизический объект рассматривается без вращения, излучения и электрического заряда. В силу статичности метрика пространства-времени не зависит от временной координаты. Ньютоновская гравитационная постоянная и скорость света взяты равными единице.

Выберем метрический интервал в координатах Бонди в виде

$$ds^2 = G^2(r)dt^2 + 2L(r)dtdr - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где $G^2(r)$, $L(r)$ – метрические функции, r – радиальная, а θ , φ – угловые переменные.

Идеальная жидкость, которой заполнен астрофизический объект, описывается тензором энергии-импульса

$$T_{\mu\nu} = (p + \mu)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (2)$$

где μ – плотность массы-энергии, p – давление, u_μ – 4-скорость.

Плотность массы задается вручную и имеет вид:

$$\mu(x) = \mu_0 \left(\frac{\cos(ax) - ax^2 + a - \cos(a)}{1 + a - \cos(a)} \right), \quad (3)$$

где параметр a контролирует число слоев, $x = \frac{r}{R}$.

Запишем уравнения Эйнштейна в безразмерном виде (штрихом обозначено дифференцирование по x)

$$\frac{-2GG'x + 2G^2(\ln L)'x + L^2 - G^2}{L^2x^2} = \mu(x), \quad (4)$$

$$2 \frac{(\ln L)'G^2}{xL^2} = \mu(x) + p(x), \quad (5)$$

$$-\frac{2GG'x + L^2 - G^2}{L^2x^2} = p(x). \quad (6)$$

Введем замену, $\varepsilon(x) = \frac{G^2}{L^2}$, и подставим ее в (4). В итоге получим

$$\varepsilon(x) = 1 - \frac{\chi}{x} \int \mu(x)x^2 dx, \quad (7)$$

Далее, выполняя преобразования и замены функций получим уравнение на функцию G

$$G'' + f(x)G' + g(x)G = 0, \quad (8)$$

где коэффициенты

$$\begin{aligned} f(x) &= (\ln \varphi(x))' \\ \varphi(x) &= \frac{\sqrt{\varepsilon(x)}}{x} \\ g(x) &= \frac{2(1 - \varepsilon(x)) + x\varepsilon'(x)}{2x^2\varepsilon(x)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение (8) решается численно для нескольких значений параметра a .

Далее, построим графики для метрической функции $G(x)$ и гравитационного потенциала $\Phi(x, a) = 1 - \varepsilon(x, a)$:

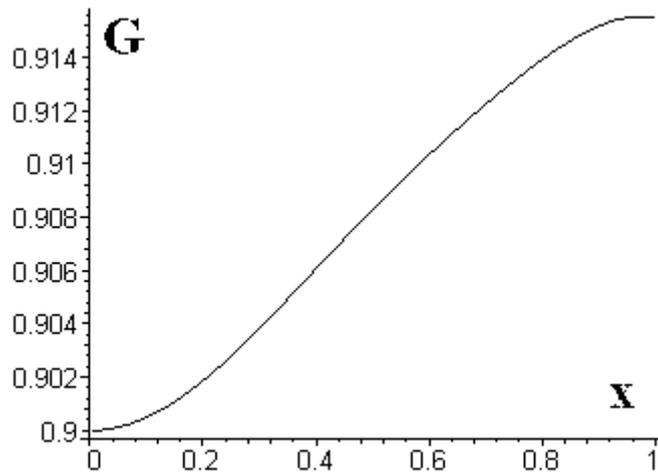


рис.1 Зависимость метрической функции G от радиальной переменной x , параметр $a=7$ (два слоя)

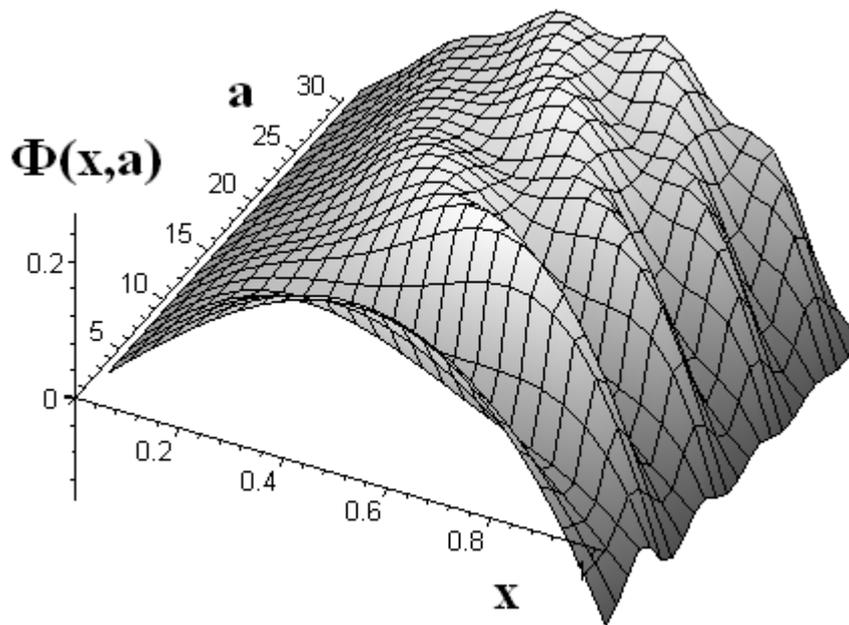


рис.2 Зависимость гравитационного потенциала Φ внутри астрофизического объекта от радиальной переменной x и параметра a .

Способ управления движением заряженной нерелятивистской частицы знакопеременным кулоновым полем

Фирстов Сергей Владимирович

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва

Денисов Борис Николаевич, к.ф.-м.н

sergei_firstov@mail.ru

Действие многих электронных приборов основаны на управлении движением заряженных частиц электрическими и магнитными полями (осциллографы, электронные микроскопы, электронные лампы, телевизионные трубки, масс-спектрографы). В основном в этих приборах используются однородные электрические и магнитные поля. Возможность возникновения дрейфа заряженных частиц в знакопеременном поле рассмотрено в [1]. Использование неоднородного (кулонового) переменного поля позволяют резко расширить возможности управления заряженными частицами.

Пусть частица с положительным зарядом q и массой m находится в знакопеременном кулоновом поле, создаваемом неподвижным зарядом q_0 , изменяющемся по закону меандра от $+q_0$ до $-q_0$.

Движение частицы с зарядом $+q$ будем рассматривать при следующих условиях:

1) движения частицы нерелятивистское ($v \ll c$), v -скорость движения частицы, c -скорость света;

2) начальная скорость частицы $+q$ направлена вдоль силовых линий электрического поля (по прямой, соединяющей заряды q и q_0);

3) потери энергии частицей на излучение при ускоренном движении значительно меньше энергии приобретенной частицей за единицу времени от электрического поля

$$\frac{q^4 E^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m^2} \ll F \cdot v,$$

где v -скорость частицы, m -масса, q -заряд, E - напряженность электрического поля, создаваемого неподвижным зарядом q_0 , F -сила, действующая на движущуюся частицу со стороны электрического поля заряда q_0 ;

4)смена знака заряда происходит так, что $\frac{\epsilon_0 E^2}{2} \gg \frac{B^2}{2M_0}$, где $\text{rot}\vec{B} = -M_0\epsilon_0$

Длительность фронта смены знака Δt заряда будем полагать много меньше T_1 и T_2 , где T_1 и T_2 -соответственно длительность действия заряда $+q_0$ и $-q_0$, ($\Delta t \ll T_1, T_2$). Дифференциальные уравнения движение частицы в проекции на ось Ox . направлена вдоль прямой, соединяющей частицы q и q_0 имеют для сил отталкивания и притяжения следующий вид.

$$m\ddot{x} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 x_0^2}, \text{ при } nT \leq t \leq nT + T_1 \quad (1)$$

$$m\ddot{x} = -\frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 x_0^2}, \text{ при } nT + T_1 \leq t \leq nT + T_1 + T_2 \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) являются кусочно-сшитыми уравнениями второго порядка. Рассчитаем при каких T_1, T_2 и начальных условиях будет возникать периодическое движение заряженной частицы около точки $x = x_0$ и скоростью $\dot{x} = v_0$. Фазовая траектория точки будет замкнутой, если длительность T_1 и T_2 будут таковы, что за время T_1 и T_2 точка возвращается в исходное положение x_0 , имея исходную скорость v_0 . Пусть начальная скорость $\dot{x} = v_0$ направлена в сторону противоположную источнику поля Решение в этом случае имеет вид:

$$T_1 = \frac{x_0^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{A}} \lambda_1; \text{ где } \lambda_1 = \frac{1}{(1+k)^{\frac{3}{2}}} \ln \left| \frac{\sqrt{1+k} + \sqrt{k}}{\sqrt{1+k} - \sqrt{k}} \right| + \frac{2\sqrt{k}}{1+k}, \quad (3)$$

$$T_2 = \frac{x_0^2}{\sqrt{A}} \lambda_2; \text{ где } \lambda_2 = \frac{1}{(1+k)^2} \ln \left| \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{k}}{\sqrt{1+k} + \sqrt{k}} \right| + \frac{2\sqrt{k}}{1-k}, \quad (4)$$

λ_1, λ_2 -константы при заданных начальных условиях x_0 и v_0 , где $k = \frac{mv_0^2 x_0}{2A}$ — есть отношению кинетической энергии к потенциальной в точке x_0 .

$x_1 = \frac{x_0}{1+k}$, $x_2 = \frac{x_0}{1-k}$ -амплитуды отклонения заряда от точки с координатой x_0 .

Изменяя частоту смены знака неподвижного заряда можно управлять положением x_0 около которой происходит колебание заряженной частицы.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

- 1) с помощью знакопеременного кулонового поля можно перемещать частицу (приближать, удалять) изменяя частоту смены знака источника кулонового поля;
- 2) удерживать заряженную частицу в определенной области пространства;
- 3) сортировать частицы по массе и скоростям.

Список публикаций:

[1]. Болотовский Б.Н., Серов А.В. Об особенностях движения заряженных и нерелятивистских частиц в переменном поле. УФН, 164(5), 545-547(1994).

Медленный свет и интерференция переходов в континуум

Хакимьянов Азамат Тахирянович

Совков Денис Евгеньевич

Красноярский государственный университет

Геллер Юрий Исаевич

asamat@krasu.ru

В настоящее время во всем мире проводятся исследования в широком диапазоне эффектов линейной и нелинейной оптики, направленные на установление закономерностей создания, распространения и взаимодействия в различных средах сверхмедленной квазимонохроматической группы волн с частотами вблизи интерференционных линий вещества естественной или искусственной природы, открывающих возможность сочетания высокой частотной дисперсии с малым поглощением и малым дисперсионным расплыванием импульсов излучений. Исследование относится к новому формирующемуся разделу резонансной оптики — оптики веществ с асимметричными интерференционными резонансами. Одним из ярких обнаруженных эффектов является получение сверхмедленных излучений (скорость менее 10 м/с), обладающих рядом необычных свойств. Фундаментальные и прикладные аспекты медленных излучений простираются в областях от физики элементарных частиц и астрофизики до квантовых компьютеров.

Нами проведен анализ особенностей распространения импульсов квазимонохроматических излучений с частотой в области автоионизационных резонансов [1]. Показано, что интерференционный характер автоионизационных

спектров позволяет сочетать высокую частотную дисперсию коэффициента преломления с малой величиной поглощения и дисперсионного расплывания импульсов при настройке частоты излучения в спектральный интервал «окна прозрачности» уединенного или серии перекрывающихся автоионизационных резонансов. Это позволяет управлять величиной временной задержки импульсов и их групповой скоростью.

Нами показано, что предельное замедление импульсов света в случае уединенного автоионизационного резонанса ширины Γ характеризуется величиной:

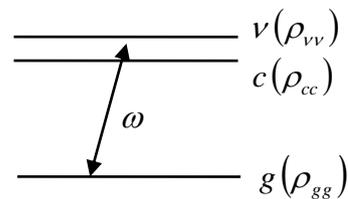
$$\frac{c}{v} \leq (10^{-1} \div 10^{-2}) \frac{\omega}{\Gamma} \quad (1)$$

Типичное значение величины ω/Γ составляет $10^2 \div 10^4$, и соответствующее замедление скорости распространения импульсов $10 \div 10^3$ раз. Следует ожидать значительного увеличения эффективности замедления в области частот узких АР благородных газов Ar, Kr, Xe ($\Gamma \approx 10$ см-1), в спектре атома Ba ($\Gamma \approx 10$ см-1), в спектре атома урана ($\Gamma \approx 3$ см-1), в некоторых лантанидах ($\Gamma \approx 1, 2$ см-1). Методами лазерной спектроскопии были открыты сверхузкие АР в Yb ($\Gamma \approx 1$ см-1) и в Gd ($\Gamma \approx 0.05$ см-1). Для таких АР значения ω/Γ могут составлять $4 \cdot 10^4 \div 7 \cdot 10^5$.

Приведенные результаты были сформулированы в приближении, не учитывающем взаимодействия атомов среды, а также используя модель Фано автоионизационных резонансов. В ходе дальнейшей работы замедление групповой скорости световых импульсов было детально исследовано с учетом локального поля (см. подробнее [2]) и используя иную, нежели Фано, модель автоионизационных резонансов.

Теоретическое описание автоионизационных резонансов основывается на введении ряда параметров, слабо зависящих от частоты. Такая приближенная параметризация успешно описывает только резонансную область и не сохраняет интегральную по спектру вероятность поглощения или ионизации, что вызывает затруднения для применения различного рода интегральных соотношений, включая и фундаментальные соотношения Крамерса – Кронинга. В связи с этим представляют интерес различные модельные зависимости параметров автоионизационных резонансов от частоты, позволяющие обеспечить сохранение вероятности. Мы предлагаем для исследования характера перераспределения вероятности по спектру и формулировки условия применения различного рода интегральных соотношений использовать простую модель взаимодействия дискретных уровней различной ширины.

Мы рассмотрели взаимодействие излучения частоты ω с переходами из основного состояния g в дискретные состояния v и c (см. рис.). Мы работаем в приближении слабого пробного поля, не возмущающего систему, т.е. принимаем, что $\rho_{vv}(t) = \rho_{cc}(t) \approx 0$ и вся населенность сохраняется на уровне g .



Используя дискретную модель, мы нашли выражение для восприимчивости автоионизационных резонансов, приведенное к представлению Фано:

$$\chi(\omega) = \chi_0 \left\{ 1 + \rho^2 \frac{(q-i)^2}{(1+iq_0)(1-ix)} \right\}, \quad (2)$$

где параметры Фано χ_0 , ρ^2 , q и q_0 имеют явный вид как функции частоты:

$$\chi_0 \equiv \left(\frac{i\rho_{gg}}{2\hbar} \right) \left[|d_{gc}|^2 \Gamma_{cg} / |P_{cg}|^2 \right] (1+iq_0); \quad \rho^2 = \left[|V_{cv}|^2 \Gamma_{cg} / |P_{cg}|^2 \Gamma \right] \leq 1; \quad q_0 \equiv (\omega - \omega_{cg}) / \Gamma_{cg};$$

$$q = q_{vg} = q_{gv} = \frac{d_{gv} + d_{gc} V_{cv} \Omega_{cg} / |P_{cg}|^2}{d_{gc} V_{cv} \Gamma_{cg}} |P_{cg}|^2,$$

где d_{ij} – матричный элемент оператора дипольного момента; V_{ij} – матричный элемент оператора возмущений; Γ_{ij} – ширины соответствующих переходов; $\Omega_{ij} = \omega - \omega_{ij}$; $P_{ij} = \Gamma_{ij} - i\Omega_{ij}$.

Нами показано, что предложенная дискретная модель автоионизационных резонансов удовлетворяет дисперсионным соотношениям Крамерса-Кронига и на основе данной модели выполнено доказательство сохранения интегральной по частоте вероятности поглощения.

Список публикаций:

[1] Геллер Ю.И., Совков Д.Е., Хакимьянов А.Т. Управление параметрами импульсов коротковолновых излучений с использованием интерференции переходов в континуум. // *Опт. и спектр.*, 2003, том 95, № 4, с. 657-665.

[2] Геллер Ю.И., Совков Д.Е. Влияние локально поля на спектры автоионизационных резонансов. // *Опт. и спектр.*, 2004 (в печати).