

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования

**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского  
филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

**Сдвиги уровней энергии атома, расположенного вблизи границы раздела  
АВТОРЕФЕРАТ**

**ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ**  
студента 4 курса 431 группы  
направления 03.03.02 «Физика»  
физического факультета

Демина Игоря Ярославовича

Научный руководитель

доцент, к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_  
должность, уч. степень, уч. звание

14.06.2019

\_\_\_\_\_  
дата, подпись

С.В. Чурочкина

\_\_\_\_\_  
инициалы, фамилия

Заведующий кафедрой

профессор, д.ф.-м.н., профессор

\_\_\_\_\_  
должность, уч. степень, уч. звание

14.06.2019

\_\_\_\_\_  
дата, подпись

В.М. Аникин

\_\_\_\_\_  
инициалы, фамилия

Саратов 2019

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность.** Проблематика взаимодействия нейтральных объектов (атомов, молекул и т.д.) с протяженными средами различной природы (металлами, диэлектриками) становится особенно актуальной в связи с бурным развитием нанотехнологий. Эта проблема носит не только прикладной характер, но и фундаментальный, в частности, в основе этой проблематики лежит вопрос о взаимодействии атома с вакуумом, который в простейшем случае рассматривался в 1910 году на заре развития квантовой механики – Эйнштейном и Хопфом [1].

Качественно природа квантового трения может быть понята на основе эффекта Доплера. Действительно, при движении нейтральной частицы в электромагнитном поле происходит обмен фотонами между ними. Атом поглощает движущиеся ему навстречу фотоны с «голубым» сдвигом частоты, тогда как налетающие сзади фотоны атом поглощает с «красным» сдвигом частоты, в то же время атом испускает фотоны во всех возможных направлениях. Это приводит к потере энергии нейтральной частицей, что эффективно соответствует возникновению силы бесконтактного трения.

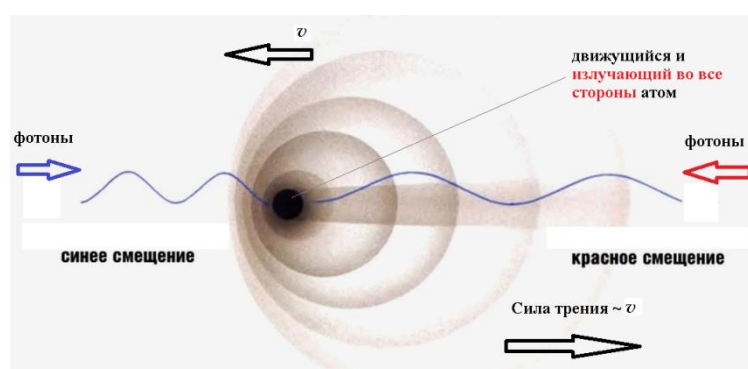


Рисунок 1 - Интерпретация бесконтактного трения на основе эффекта Доплера

Следует подчеркнуть, что хотя при низких скоростях бесконтактное трение исчезает при нулевой температуре, в высшем порядке теории возмущений

существует кубический по скорости вклад, который в этом случае не исчезает. Это связано, в частности, с ненулевой относительной скоростью движения нейтральной частицы и поверхности.

Следующим шагом на пути к возникновению понятия бесконтактного трения нейтральная частица-поверхность при 0 К явилось открытие в 1948 году гипотетического явления, которое впоследствии было названо эффектом Казимира [2].

Этот эффект заключается во взаимном притяжении проводящих незаряженных тел под действием квантовых флуктуаций в вакууме. Чаще всего речь идет о двух параллельных незаряженных зеркальных поверхностях площадью  $S$ , размещенных на близком расстоянии  $z$  (порядка нескольких десятков или сотен нанометров) друг от друга.

Физическая природа этого эффекта объясняется возникновением давления вакуума.

Из-за того, что сила Казимира даже на субмикронных расстояниях мала, экспериментально обнаружить эффект Казимира удалось только через десять лет после его предсказания, а провести непосредственные измерения смогли лишь в 1996 году.

Сейчас создаются так называемые микроэлектромеханические системы (МЭМС), приборы микронных размеров (крохотные сенсоры, микродвигатели, вырезанные на кремневой подложке). И оказалось, что элементы МЭМС «слипаются» из-за силы Казимира.

Известны две вариации силы Казимира.

**Сила Казимира-Полдера (статическая).** Рассмотрим нейтральную частицу (например, атом), находящуюся рядом с плоским макроскопическим телом при нуле температур. Она нейтральна и не обладает ни электронным, ни магнитным постоянным дипольным моментом. Распределение заряда, обеспечиваемое ее составляющими, однако, подвержено квантовым флуктуациям, которые дают вклад в электрическую поляризуемость атома. Электрическая поляризуемость макроскопического тела, которое предполагается металлом или ди-

электриком, эффективно учитывается через его диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon(\omega)$ . Поле, индуцированное атомными нулевыми дипольными флуктуациями, поляризует тело и, таким путем, приводит к созданию зеркального заряда внутри него. Т.е., поле, отраженное поверхностью, равно полю, индуцированному распределением флуктуирующего заряда, которое для идеального проводника идентично таковому для атома, но противоположно по знаку, и зеркально отображенному по отношению к границе раздела. По мере того, как атомный диполь осциллирует, зеркальный атомный диполь также зеркально осциллирует. Так как оба волновые движения скоррелированы, возникает конечное диполь-дипольное взаимодействие и отсюда сила притяжения, т.е. сила Казимира-Полдера. Направление силы задается осью между атомом и его зеркальным изображением. Для атома в покое перед плоской поверхностью она направлена перпендикулярно к этой поверхности и является ничем иным, как силой Казимира-Полдера  $F_{CP}$ .

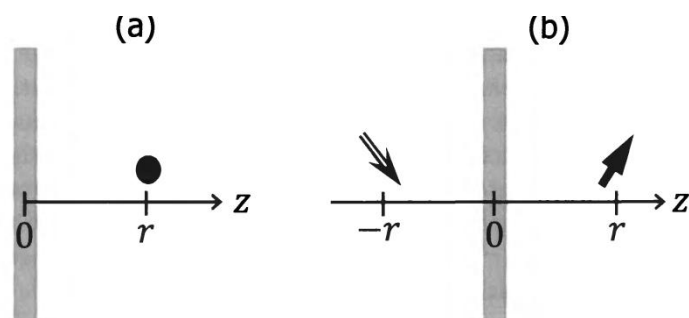


Рисунок 2 - На рисунке 2а показана нейтральная частица, находящаяся на расстоянии  $r$  от плоского макроскопического тела. На рисунке 2б показан возникающий за счет квантовых флуктуаций дипольный электрический момент нейтральной частицы в произвольный момент времени, который приводит к возникновению зеркального заряда внутри макроскопического тела. Напомним, что зеркальные заряды имеют противоположный знак по сравнению с реальными зарядами

Явный вид силы Казимира-Полдера [3] сильно зависит от расстояния между нейтральной и частицей и поверхностью.

**Динамическая сила Казимира-Полдера.** Как показано на рис. 3, в случае движущегося атома, поля, индуцированные зеркальными изображениями, в предыдущие времена достигают реального атома и накладываются в его текущей позиции, приводя к наклону силы. В дополнении к всегда присутствующей силе Казимира-Полдера, перпендикулярной к поверхности, там тогда существует конечная компонента силы, направленная противоположно движению атома, вызывающая его торможение. Эта сила – это то, что называется силой бесконтактного трения в нашем контексте.

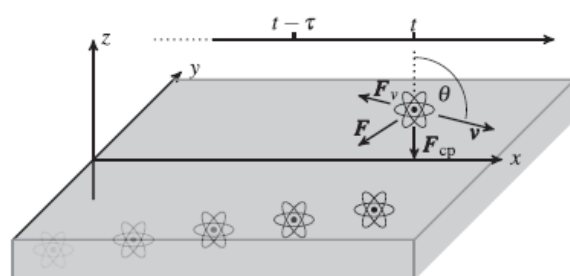


Рисунок 3 - Атом, движущийся рядом с макроскопическим телом при нулевой температуре со скоростью  $v$ . Атомное распределение заряда флуктуирует, что приводит к реконфигурации заряженных составляющих в теле и посредством этого к созданию распределений зеркального заряда. Для покоящегося атома, это взаимодействие с зеркальным зарядом приводит к силе Казимира-Полдера  $F_{CP}$ , притягивающей атом к поверхности. В случае относительного движения, пространственное распределение первых зеркальных зарядов приводит к наклону полной силы  $F$ . Дополнительно к нормальной силе Казимира-Полдера  $F_{CP}$ , атом тогда испытывает силу  $F_v$ , которая препятствует относительному движению

В случае относительного движения нейтральная частица-поверхность наблюдается сложная зависимость силы от скорости (энергии), расстояния и материальных свойств поверхности.

Следует отметить, что в большинстве исследований рассматривается упрощенная ситуация параллельного взаимного движения либо плоских поверх-

ностей, либо нейтральной частицы и плоской поверхности. Поскольку до сих пор возникают трудности при описании эффектов квантового трения, вплоть до того, что разные исследовательские группы получают качественно отличные теоретические результаты, да и само существование квантового трения при нуле температур является предметом дебатов, то представляется интересным рассмотреть вопрос о влиянии квантового трения на спектроскопию нейтрального объекта (к примеру, атома водорода), находящегося во взаимном движении с нейтральной поверхностью произвольной геометрии. Так как достигнута чрезвычайно высокая точность в определении спектров атомов. Следовательно, все эффекты, связанные с квантовым трением, в принципе могут быть проинтерпретированы на основе поправок к уровням энергии атомов, движущихся относительно указанной нейтральной поверхности.

**Целью** данной работы является анализ предыдущих результатов и расчет максимальной поправки в сдвиг уровней энергии нейтрального атома, движущегося вблизи поглощающей магнитоэлектрической поверхности.

Для достижения этих целей решались следующие **задачи**:

- Анализ математического аппарата, используемого в исходной задаче о влиянии квантового трения на спектроскопию нейтрального объекта, находящегося во взаимном движении с нейтральной поверхностью.

Вычисление резонансного вклада в смещение уровня возбужденного состояния в окрестности частоты поверхностного плазмона, который доминирует над нерезонансным вкладом (смещение уровня основного состояния).

**Структура и объем ВКР.** Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа) состоит из Введения, двух разделов основного текста: 1 Модель взаимодействия; 2 Сдвиг уровней энергии; Заключения; Списка использованных источников, состоящего из 20 наименований. Материалы работы изложены на 39 страницах.

—

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Выпускная квалификационная работа (ВКР) посвящена теоретическому исследованию явления бесконтактного квантового трения.

**Во введении** обоснована актуальность выбранной темы выпускной квалификационной работы, ее новизна, определена цель работы.

**В разделе 1** рассмотрена модель взаимодействия между движущимся вблизи поглощающей магнитоэлектрической поверхности нейтральным атомом и этой поверхностью.

При рассмотрении проблемы взаимодействия движущегося атома с поверхностью среды была использована следующая модель

$$\hat{H} = \hat{H}_F + \hat{H}_A + \hat{H}_{AF},$$

где гамильтониан системы электромагнитное поле-среда (поверхность), которая представлена элементарными возбуждениями  $\hat{f}_\lambda(\vec{r}, \omega)$  бозонного типа имеет вид

$$\hat{H}_F = \hbar \int d^3\vec{r} \int_0^\infty d\omega \omega \hat{f}_\lambda^+(\vec{r}, \omega) \hat{f}_\lambda(\vec{r}, \omega).$$

Гамильтониан движущегося атома имеет вид

$$\hat{H}_A = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + \sum_n E_n |n\rangle\langle n|.$$

Гамильтониан взаимодействия поля с атомом в дипольном приближении имеет вид

$$\hat{H}_{AF} = - \sum |m\rangle\langle n| \hat{d}_{mn} \vec{E}(\vec{r}_A),$$

где  $\hat{d}_{mn} = |m\rangle\langle n|$  – флип-оператор.

Поле в области с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и магнитной проницаемостью  $\mu$  определяется выражением

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_\lambda \int d^3\vec{r}' \int_0^\infty d\omega G_\lambda(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \hat{f}_\lambda(\vec{r}', \omega) +$$

$$\sum_{\lambda} \int d^3 \vec{r}'' \int_0^{\infty} d\omega \hat{f}_{\lambda}^{\dagger}(\vec{r}'', \omega) G_{\lambda'}(\vec{r}, \vec{r}'', \omega)$$

где  $G$  – функция Грина для уравнения Гельмгольца в среде,  $\lambda = e, m$  (электрическая и магнитная составляющие соответственно).

$$G_e(\vec{r}, \vec{r}'', \omega) = \frac{i\omega^2}{c^2} \sqrt{\frac{\hbar \varepsilon}{\pi} \text{Im} \varepsilon(\vec{r}, \omega)} G(\vec{r}, \vec{r}'', \omega),$$

$$G_m(\vec{r}, \vec{r}'', \omega) = \frac{i\omega}{c} \sqrt{\frac{\hbar}{\pi \mu_0} \frac{\text{Im} \varepsilon(\vec{r}, \omega)}{|\mu(\vec{r}, \omega)|^2}} G(\vec{r}, \vec{r}'', \omega).$$

Функция Грина определяет распространение возбуждения системы электромагнитное поле-среда (поверхность) с частотой  $\omega$  от точки  $r'$  до точки  $r$ .

Общий гамильтониан содержит два типа операторов (флип-операторы  $\hat{A}_{mn}$  и  $\hat{f}_{\lambda}$ ). Для получения поправок в спектр необходимо решить в каком-то приближении систему уравнений Гейзенберга для этих операторов.

**В разделе 2** показано как решается система уравнений Гейзенберга для этих операторов. Эти уравнения имеют вид

$$\dot{\hat{f}}_{\lambda}(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{i\hbar} [\hat{f}_{\lambda}(\vec{r}, \omega), \hat{H}],$$

$$\dot{\hat{A}}_{mn} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}_{mn}, \hat{H}].$$

Во втором порядке по дипольному взаимодействию динамика флип-операторов определяется выражением

$$\langle \dot{\hat{A}}_{mn}^{(2)}(t) \rangle = \{i\omega_{mn} - [C_n(t) + C_m^*(t)]\} \langle \hat{A}_{mn}^{(2)}(t) \rangle$$

с коэффициентами вида

$$C_n = \sum_k C_{nk}$$

$$C_{nk} = \frac{\mu_0}{\pi \hbar} \int_{t_0}^t dt' \int_0^{\infty} d\omega \omega^2 \vec{d}_{nk} [\text{Im} G(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega)] \vec{d}_{kn} e^{-i(\omega - \omega_{nk})(t-t')}.$$

Тогда поправки определяются выражениями



$$\Gamma_n = 2 \sum_{k < n} \operatorname{Re} C_{nk},$$

$$\delta\omega_n = \sum_k \operatorname{Im} C_{nk}.$$

Действительная и мнимая части  $C_n$  дают соответственно скорость спонтанного распада  $\Gamma_n$  и сдвиг уровней  $\hbar\delta\omega_n$  по отношению к уровню  $E_n$  состояния  $n$ .

В окрестности частоты поверхностного плазмона резонансный вклад в смещение уровня возбужденного состояния доминирует над нерезонансным вкладом (смещение уровня основного состояния) и выглядит следующим образом

$$\delta\omega(z_A) = \delta\omega_{10}(z_A) = -\frac{1}{32\pi\epsilon_0\hbar z_A^3} d_A^2 (1 + (\cos\Theta)^2) \frac{|\epsilon[\omega_{10} + \delta\omega(z_A)]|^2 - 1}{|\epsilon[\omega_{10} + \delta\omega(z_A)] + 1|^2}.$$

**В заключении** выпускной квалификационной работы перечислены основные результаты и выводы, связанные с расчетом максимальной поправки в сдвиг уровней энергии нейтрального атома, движущегося вблизи поглощающей магнетодиэлектрической поверхности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Einstein, A. Statistische Untersuchung der Bewegung eines Resonators im einem Strahlungsfeld / A. Einstein, L. Hopf // Ann. Phys. (Leipzig). 1910. Vol. 33. P. 1105-1115.

2 Casimir, H. B. G. The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces / H. B. G. Casimir, D. Polder // Phys. Rev. 1948. Vol.73, Issue 4. P. 360-372.

3 Дедков, Г. В. Динамическая сила Казимира–Полдера при релятивистском движении атома вблизи поверхности толстой пластины / Г. В. Дедков, А. А. Кясов // Физика твердого тела. 2012, Т.54, Вып.4. С.782-790.