

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиационная передача тепла и бесконтактное трение между наноструктурами

А.И. Волокитин, Б.Н.Дж. Перссон

Все материальные тела окружены флуктуирующим электромагнитным полем, создаваемым тепловыми и квантовыми флуктуациями плотности тока внутри тел. Излагается общий формализм вычисления спектра флуктуаций этого электромагнитного поля, который затем применяется для вычисления радиационной передачи тепла и трения Ван-дер-Ваальса. Показано, что радиационная передача тепла и трение Ван-дер-Ваальса сильно возрастают при малом расстоянии ($d \ll \lambda_T = \hbar/k_B T$) между телами за счет существования вклада неоднородных электромагнитных волн. Это возрастание особенно велико, если на поверхности имеются локализованные поверхностные моды типа поверхностных поляритонов или колебательные моды адсорбатов. Обсуждаются также электростатический и фононный механизмы бесконтактного трения. Проводится сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

PACS numbers: 44.40. + a, 65.80. + n, 68.65. – k

Содержание

1. Введение (921).
 - 1.1. Радиационная передача тепла. 1.2. Бесконтактное трение.
2. Теория флуктуирующего электромагнитного поля (927).
3. Когерентное тепловое излучение от плоских источников (928).
4. Радиационная передача тепла (929).
 - 4.1. Общая теория. 4.2. Общие формулы и предельные случаи.
 - 4.3. Усиление радиационной передачи тепла при резонансном туннелировании фотонов. 4.4. Усиление радиационной передачи тепла за счет колебательных мод адсорбатов. 4.5. Радиационная передача тепла между малой частицей и плоской поверхностью.
 - 4.6. Локальный нагрев поверхности наконечником атомного силового микроскопа. 4.7. Наномасштабная "тепловая печать".
5. Трение Ван-дер-Ваальса (936).
 - 5.1. Общий формализм. 5.2. Трение Ван-дер-Ваальса между двумя плоскими поверхностями при параллельном относительном движении и произвольных относительных скоростях.
 - 5.3. Трение Ван-дер-Ваальса между плоскими поверхностями при конечных температурах в линейном по скорости приближении. 5.4. Усиление трения Ван-дер-Ваальса при резонансном туннелировании. 5.5. Трение Ван-дер-Ваальса между малой частицей и плоской поверхностью. 5.6. Трение Ван-дер-Ваальса

- за счет излучения черного тела. 5.7. Трение Ван-дер-Ваальса между двумерными структурами.
6. Электростатическое трение (943).
 - 6.1. Эффект напряжения и пространственного изменения поверхностного потенциала. 6.2. Бесконтактное трение за счет пространственных флуктуаций статического заряда в объеме образца.
7. Фононное и внутреннее бесконтактное трение (947).
 - 7.1. Бесконтактное трение за счет возбуждения акустических фононов в образце. 7.2. Бесконтактное трение за счет внутреннего трения в образце.
8. Заключение (949).
- Список литературы (950).

1. Введение

В истории физики изучение теплового излучения тел всегда играло очень важную роль. Как известно, парадоксы, которые возникли при описании теплового излучения в рамках классической механики, стали толчком к созданию квантовой механики, недавно отметившей свое 100-летие. В прошлом безызлучательная часть теплового электромагнитного поля в области ближнего поля обычно не учитывалась, потому что она не играет никакой роли в свойствах излучения от плоского источника в области дальнего поля. Однако недавние исследования радиационной передачи тепла на микро- и наномасштабах [1 – 6], инициированные созданием зондового теплового микроскопа [7, 8], привели к возникновению новых проблем. Эти новые проблемы и недавние достижения в измерениях бесконтактного трения на сверхчувствительном уровне [9 – 13], а также наблюдение теплового когерентного излучения от решеток на легированном кремнии и карбиде кремния (SiC) [14] объединяет то, что значительную роль в них играет безызлучательное (неоднородное) тепловое поле.

А.И. Волокитин. Institute of Solid State Research, Research Centre Jülich, D-52425 Jülich, Germany
Самарский государственный технический университет,
443100 Самара, ул. Молодогвардейская 244, Российская Федерация
Тел. (846) 242-45-44
E-mail: avoli@samgtu.ru
Б.Н.Дж. Перссон. Institute of Solid State Research, Research Centre Jülich, D-52425 Jülich, Germany

Статья поступила 2 августа 2006 г.,
после доработки 28 марта 2007 г.

1.1. Радиационная передача тепла

Хорошо известно, что радиационная передача тепла между телами, разделенными вакуумным промежутком толщиной $d \gg \lambda_T = \hbar/k_B T$, описывается законом Стефана – Больцмана:

$$S = \frac{\pi^2 k_B^4}{60 \hbar^3 c^2} (T_1^4 - T_2^4), \quad (1)$$

где T_1, T_2 — температуры тел 1 и 2 соответственно, c — скорость света в вакууме. В этом случае радиационная передача тепла между телами определяется бегущими однородными электромагнитными волнами (дальнее поле) и не зависит от расстояния d между телами (рис. 1). Такие бегущие волны всегда существуют снаружи любого тела вследствие тепловых и квантовых флуктуаций плотности тока внутри тела. Однако электромагнитное поле, создаваемое флуктуациями плотности тока вне тела, существует не только в форме однородных бегущих волн, но также в форме неоднородных

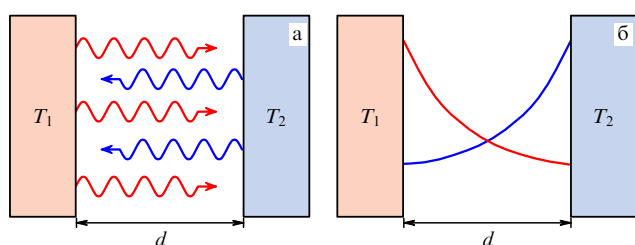


Рис. 1. Два типа мод для передачи тепла между поверхностями, разделенными вакуумом: (а) обычная радиационная передача тепла посредством бегущих электромагнитных волн, (б) фотонное туннелирование, обусловленное неоднородными волнами.

затухающих волн, амплитуда которых уменьшается экспоненциально при удалении от поверхности тела. Для изолированного тела неоднородные волны не дают вклада в излучение энергии, которое определяется законом Стефана – Больцмана. Однако в случае двух тел, разделенных расстоянием $d < \lambda_T$, передача тепла может увеличиться на много порядков за счет вклада, вносимого неоднородными электромагнитными волнами; этот эффект часто связывают (по аналогии с туннельным эффектом для электронов) с туннелированием фотонов. Туннелирование фотонов может быть проиллюстрировано на примере прозрачного диэлектрика типа стекла (рис. 2). Как видно из (1), внутри диэлектрика излучение черного тела имеет большую плотность по сравнению с плотностью излучения черного тела в вакууме; если скорость света уменьшается, то плотность излучения увеличивается. Дополнительное излучение сосредоточено в волнах, которые имеют большой волновой вектор $\mathbf{q}$, параллельный поверхности. Нормальная компонента волнового вектора, которая в вакуумной области определяется формулой $\gamma = [(\omega/c)^2 - q^2]^{1/2}$, является чисто мнимой при $q > \omega/c$, где ω — частота электромагнитных волн. Это означает, что фотоны с $q > \omega/c$ не могут вырваться из тела и будут полностью отражаться от его поверхности. Такое явление известно как полное внутреннее отражение. Таким образом, поверхность отражает как раз такое количество излучения, которое необходимо для того, чтобы интенсивность черного излучения в вакууме не превысила величины, определяемой формулой (1).

Хорошо известно, что второй диэлектрик, помещенный достаточно близко к первому, изменит полное внутреннее отражение так, что часть "неоднородных" фотонов будет туннелировать во вторую среду.

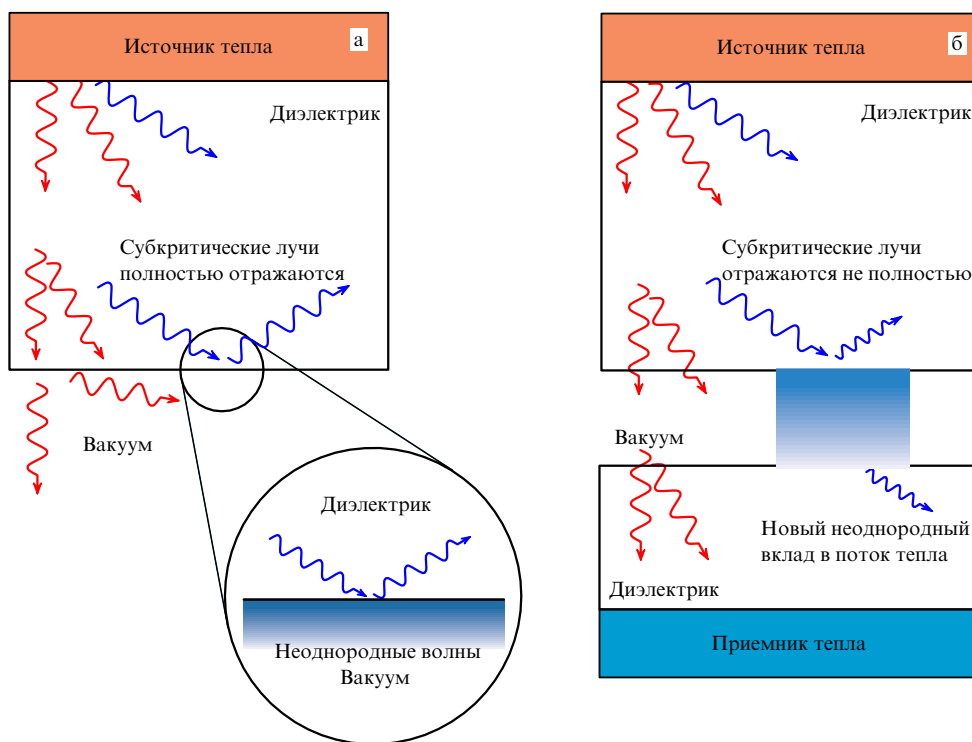


Рис. 2. Неоднородные волны не участвуют в тепловом излучении нагретой поверхности в вакуум (а), но могут переносить тепло между поверхностями диэлектриков, разделенными вакуумным промежутком (б).

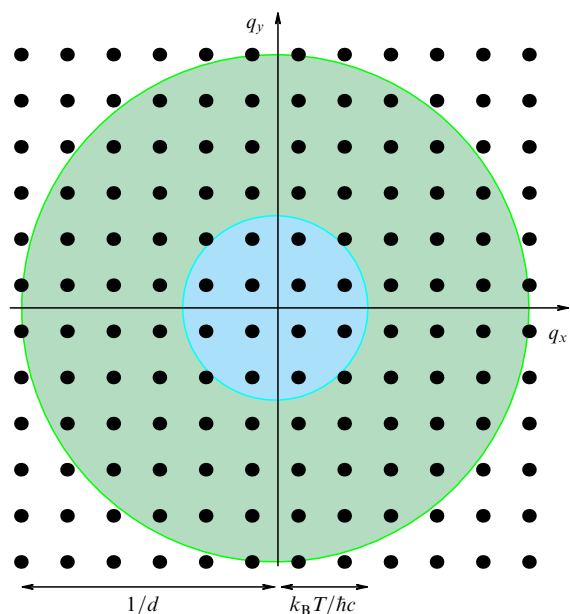


Рис. 3. При малых расстояниях между поверхностями состояния, соответствующие неоднородным волнам, доминируют в фазовом пространстве: фотоны, связанные с бегущими волнами, переносят тепло посредством состояний в пределах внутреннего круга, а неоднородные моды — посредством состояний в пределах внешнего круга.

Рассмотрим электромагнитное поле на расстоянии d от поверхности. Область в q -пространстве, занятая бегущими волнами, ограничена окружностью радиусом $q < k_B T / (\hbar c)$. Область фазового пространства, занятая неоднородными волнами, ограничена окружностью радиусом $q < d^{-1}$. Таким образом, как показано на рис. 3, при малых $d \ll \lambda_T$ число фотонных состояний, ответственных за перенос тепла, может быть значительно больше для неоднородных волн, чем для бегущих. При низких температурах (несколько градусов Кельвина) фотонное туннелирование доминирует в передаче тепла даже при расстояниях в несколько миллиметров (см. таблицу).

Таблица. Критическое расстояние λ_T как функция температуры

T , К	λ_T , мкм
1	2298,8
4,2	545,2
100	22,9
273	8,4
1000	2,3

В настоящее время наблюдается постоянно возрастающее число исследований радиационной передачи тепла, обусловленной неоднородными волнами, в связи с развитием сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и сканирующей тепловой микроскопии в условиях сверхвысокого вакуума [1–8]. Сегодня можно измерять чрезвычайно малую передачу тепла в малые объемы [8, 15]. Сканирующая туннельная микроскопия может использоваться для локального нагрева поверхности, приводящего к локальной десорбции или декомпозиции молекулярных фрагментов, что открывает новые возможности применения СТМ для локального контроля химии поверхностей.

Проблема радиационной передачи тепла между двумя гладкими поверхностями рассматривалась много лет назад Полдером и Ван Ховом [16], Левиным и Рытовым [17], позднее Лумисом и Марисом [18] и в последнее время Пендри [2], Волокитиным и Перссоном [3–5]. Полдер и Ван Хов были первыми, кто получил правильную формулу для передачи энергии между двумя гладкими поверхностями. В своем исследовании они использовали теорию флуктуирующего электромагнитного поля, развитую Рытовым [19–21]. Позднее эта формула была переоткрыта в [18]. Однако Полдер и Ван Хов получили результаты в приближении локальной оптики, когда не учитывается пространственная дисперсия диэлектрической функции. В последующем исследовании они произвели вычисления не самого потока тепла, а его производной по температуре, т.е. их формулы справедливы только при малой разности температур. Левин и Рытов [17] получили выражение для передачи тепла между поверхностями двух хороших проводников, используя обобщенный закон Кирхгофа [20], и исследовали в деталях случай хороших проводников в областях нормального и аномального скин-эффекта. Пендри [2] привел более компактный вывод формулы для потока тепла за счет неоднородных волн между двумя полубесконечными телами и вычислил передачу тепла между частицей и поверхностью в случае, когда расстояние от частицы до поверхности много больше размеров частицы. Нами [3] проблема передачи тепла между двумя гладкими поверхностями была рассмотрена как частный случай общего подхода к вычислению передачи тепла между телами произвольной формы. Мы также вычислили [3] поток тепла между двумя частицами, расстояние между которыми намного больше их размеров, и исследовали численно зависимость теплового потока от диэлектрических свойств тел. Было проведено [3] сравнение результатов, полученных в приближении локальной оптики, с результатами подхода, в котором учитывалась нелокальность диэлектрической функции.

Что касается экспериментальных исследований, то ранние пионерские измерения передачи тепла между кристаллами хрома ограничивались лишь большими расстояниями (более 1 мкм) между телами [22], а более поздние исследования с использованием иглы из индия вблизи плоской термодомы не дали определенного результата [23]. И только в недавних работах [8, 24] впервые была осуществлена однозначная демонстрация передачи тепла в ближней зоне за счет туннелирования фотонов.

В работах [2–4] показано, что тепловой поток может сильно увеличиваться в случае материалов с низкой проводимостью. При комнатной температуре тепловой поток имеет максимум при значениях проводимости, соответствующих полуметаллам. Фактически, достаточно только тонкой пленки (толщиной ~ 10 Å) материала с большим сопротивлением, чтобы обеспечить максимум потока тепла. Другой механизм усиления радиационной передачи тепла может быть связан с резонансным туннелированием фотонов между состояниями, локализованными на различных поверхностях. Недавно обнаружено, что резонансное фотонное туннелирование между модами поверхностных плазмонов приводит к чрезвычайно большому увеличению коэффициента прохождения света через металлическую пленку с периодической решеткой из отверстий, диаметр которых значительно меньше длины волны света [25]. Действие

того же механизма, связанного с резонансным туннелированием, будет приводить к усилению радиационной передачи тепла (и трения Ван-дер-Ваальса [26, 27]), если частота этих мод достаточно низка для того, чтобы они могли возбуждаться тепловым излучением. При комнатной температуре могут возбуждаться только моды с частотами меньшими $\sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Для нормальных металлов поверхностные плазмоны имеют значительно большие частоты; при частотах, соответствующих тепловым возбуждениям, диэлектрическая функция нормальных металлов практически становится мнимой, что исключает усиление радиационной передачи тепла за счет поверхностных плазмонов в случае хороших проводников. Однако поверхностные плазмоны для полупроводников имеют значительно меньшие частоты и коэффициенты затухания и, следовательно, могут давать значительный вклад в передачу тепла.

Усиление радиационной передачи тепла за счет резонансного туннелирования фотонов между поверхностными плазмонами для полупроводников было предсказано в работах [4–6]. В этом случае становится важным многократное рассеяние электромагнитных волн поверхностями тел. В частности, при достаточно малых расстояниях d фотоны несколько раз отражаются от противоположных поверхностей, увеличивая при этом амплитуду проходящей волны за счет конструктивной интерференции, что аналогично увеличению амплитуды при туннелировании электронов. В этом случае поверхностные плазмоны на изолированных поверхностях в результате суперпозиции образуют "поверхностную плазмонную молекулу", подобно тому, как состояния изолированных атомов в результате суперпозиции образуют молекулярные уровни. Для больших d последовательное туннелирование становится более вероятным, когда мода поверхностного плазмона затухает вследствие испускания фотона, который, в свою очередь, затухает за счет связи с другими возбуждениями в среде. Другими поверхностными модами, которые могут возбуждаться тепловым излучением, являются колебательные моды адсорбатов. Эти моды могут иметь, в особенности для колебаний, параллельных поверхности, очень низкие частоты. Усиление радиационной передачи тепла за счет колебательных мод адсорбатов было предсказано в работах [4, 5].

1.2. Бесконтактное трение

Проблема передачи тепла тесно связана с бесконтактным трением между наноструктурами, включая силу фрикционного увлечения между двумерными квантовыми ямами [28–30] и трение между наконечником атомного силового микроскопа и подложкой [9–13], если они разделены достаточно большим расстоянием. Большое внимание, которое привлекает проблема бесконтактного трения, обусловлено ее важностью для сверхчувствительной регистрации сил. Способность регистрировать малые силы неизбежно связана с трением вследствие флуктуационно-диссипативной теоремы. Согласно этой теореме случайная сила, которая вызывает броуновское движение малой частицы, ответственна также за трение при движении частицы в среде. Например, детектирование одиночного спина с помощью магнито-резонансной силовой микроскопии [31], применение которой было предложено для получения изображения биологических объектов с атомарным

разрешением [32] и для квантового компьютера [33], потребует уменьшения флуктуирующих сил (и, следовательно, трения) до беспрецедентно низкого уровня. К тому же поиски квантовых гравитационных эффектов на малых пространственных масштабах [34] и будущие измерения сил Казимира [35] могут быть в конце концов ограничены эффектами бесконтактного трения.

При бесконтактном трении тела разделены потенциальным барьером, достаточно широким для того, чтобы предотвратить туннелирование через него электронов или других частиц с конечной массой покоя, но допускающим взаимодействие посредством дальнегодействующего электромагнитного поля, которое всегда присутствует в вакуумном промежутке между телами и может иметь различную природу. Наличие неоднородного электрического поля между наконечником зонда и образцом трудно избежать даже в лучших экспериментальных условиях [11]. Например, даже когда наконечник и образец являются монокристаллами, на поверхности наконечника имеются углы с различными кристаллографическими плоскостями. Наличие атомарных ступенек, адсорбатов и других дефектов также будет давать вклад в пространственное изменение поверхностного потенциала, что часто называют "лоскутным (patch) эффектом". Поверхностный потенциал может также изменяться в результате варьирования электрического напряжения, приложенного между наконечником и подложкой. Неоднородное электрическое поле может создаваться заряженными дефектами, внедренными в диэлектрический образец. Относительное движение заряженных тел приводит к трению, которое будем называть *электростатическим трением*.

Кроме того, вне любого тела имеется флуктуирующее электромагнитное поле, которое приводит к дальнедействующему взаимодействию Ван-дер-Ваальса между телами [36] и является ответственным за радиационную передачу тепла (см. раздел 1.1). Если тела находятся в относительном движении, то это флуктуирующее электромагнитное поле приводит к трению, которое будем называть *трением Ван-дер-Ваальса*.

Природа трения Ван-дер-Ваальса тесно связана со взаимодействием Ван-дер-Ваальса, которое возникает, когда атом или молекула приобретают спонтанный электрический дипольный момент за счет квантовых флуктуаций. Короткоживущая атомная поляризация будет индуцировать дипольный момент в соседнем атоме или молекуле. То же самое справедливо и для протяженных сред, в которых тепловые и квантовые флуктуации плотности тока в одном теле индуцируют плотность тока в другом теле: взаимодействие флуктуирующей плотности тока в одном теле с индуцированной плотностью тока в другом теле представляет собой суть природы взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Когда тела находятся в относительном движении, индуцированный ток немного отстает от флуктуирующего тока, который его индуцирует. Это отставание выражает природу трения Ван-дер-Ваальса. Взаимодействие Ван-дер-Ваальса в основном определяется обменом между телами виртуальными фотонами, связанными с квантовыми флуктуациями, и поэтому не исчезает даже при абсолютном нуле температуры. Напротив, трение Ван-дер-Ваальса, по крайней мере в низшем порядке теории возмущений, в приближении, линейном по скорости скольжения, определяется обменом реальными фото-

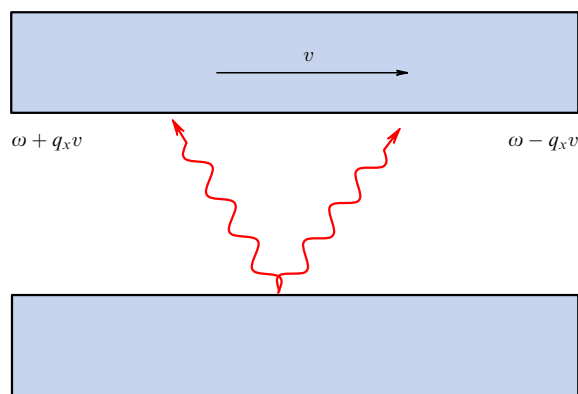


Рис. 4. Электромагнитные волны, испускаемые нижним телом, испытывают различный доплеровский сдвиг в системе покоя верхнего тела. Вследствие частотной дисперсии амплитуды отражения эти волны по-разному отражаются от поверхности верхнего тела, что приводит к передаче импульса между телами. Природа трения Ван-дер-Ваальса связана с этой передачей импульса.

нами, поэтому в таком приближении оно исчезает при нулевой температуре.

Для того чтобы прояснить природу трения Ван-дер-Ваальса, рассмотрим две гладкие параллельные поверхности, разделенные достаточно широким вакуумным промежутком. При относительном движении поверхностей между ними возникает фрикционное напряжение, которое связано с асимметрией амплитуды отражения вдоль направления движения (рис. 4). Если одно из тел испускает излучение, то в системе отсчета, в которой второе тело покоится, волны испытывают доплеровский сдвиг частоты, который приводит к асимметрии амплитуд отражения. То же самое справедливо для излучения, испускаемого вторым телом. Обмен фотонами с доплеровски сдвинутыми частотами является причиной трения Ван-дер-Ваальса.

С точки зрения квантовой механики трение Ван-дер-Ваальса обусловлено процессами двух типов: 1) фотоны рождаются в каждом теле с противоположными импульсами, и частоты этих фотонов связаны соотношением $\mathbf{v}\mathbf{q} = \omega_1 + \omega_2$, где q — компонента импульса, параллельная поверхности, $\mathbf{v}$ — скорость относительного движения; 2) фотон исчезает в одном теле и рождается в другом. Первый процесс, который возможен даже при абсолютном нуле температуры, приводит к силе трения, кубически зависящей от скорости скольжения [37, 38]. Второй процесс, который возможен только при конечных температурах, приводит к трению, линейно зависящему от скорости скольжения. Таким образом, второй процесс дает основной вклад в трение при достаточно высокой температуре и не слишком больших скоростях.

В отличие от взаимодействия Ван-дер-Ваальса, теория которого является общепринятой, трение Ван-дер-Ваальса до сих пор вызывает противоречивые мнения. Например, разные авторы рассматривали трение Ван-дер-Ваальса между двумя гладкими поверхностями при параллельном относительном движении, используя различные методы, и получили результаты, которые находятся в остром противоречии друг с другом. Первые вычисления трения Ван-дер-Ваальса были проведены Теодоровичем [39], который подошел к неравновесной проблеме вычисления силы трения между двумя

полубесконечными телами точно так же, как к равновесной проблеме расчета взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Относительная скорость тел учитывалась введением доплеровского сдвига в частотную зависимость диэлектрической функции тел. Такой подход является совершенно неоправданным и приводит к абсурдному результату — наличию силы трения даже для прозрачных диэлектриков, хотя трение не может возникать в отсутствие диссипации энергии. Позднее этот же подход использовался Маханти [40] для вычисления трения между молекулами. В работах [39, 40] предсказывается трение при абсолютном нуле температуры в приближении, линейном по скорости относительного движения. Отличное от нуля трение при нулевой температуре в линейном по скорости приближении было также получено в работах [41, 42], в которых сила трения между малой частицей и полубесконечным телом вычислялась посредством приравнивания диссипации энергии за счет трения к работе электрического поля внутри объема движущейся частицы. Эта работа с противоположным знаком равна диссипации энергии электрического поля внутри объема полубесконечного тела, однако она не учитывает диссипацию энергии электрического поля внутри частицы. Правильное выражение для диссипации энергии при трении может быть получено как разность работ электрического поля в объеме частицы в системе отсчета, в которой частица покоится, и в лабораторной системе отсчета [43]. В результате, теории [41, 42] предсказывают наличие линейной по скорости силы трения при абсолютном нуле температуры. Корректный расчет [43] в рамках этого подхода приводит к нулевому линейному трению при $T = 0$.

Schaich и Harris [44] разработали теорию, основанную на формуле Кубо для коэффициента трения. Эта теория предсказывает нулевое линейное трение при $T = 0$. Однако в вычислениях авторы работы [44] сделали ряд нефизических предположений, в результате чего им не удалось получить правильную формулу, устанавливающую связь коэффициента трения с амплитудами отражения.

В работах [45–47] использовались различные подходы при вычислении силы трения и были получены разные результаты. В этих работах не приводится достаточного числа деталей, для того чтобы можно было точно выяснить, где кроется ошибка. В работе Полевого [46] сила трения определялась из расчета диссипации энергии при трении. Однако, как отмечено выше, такой подход требует деликатного рассмотрения. Работы [45–47] объединяет то, что они дают нулевое трение в незапаздывающем пределе, который формально может быть получен в пределе бесконечной скорости света, $c \rightarrow \infty$. Однако, по крайней мере для коротких расстояний, в расчетах трения Ван-дер-Ваальса так же, как и взаимодействия Ван-дер-Ваальса, эффектами запаздывания можно пренебречь. По-видимому, причина ошибки кроется в том, что авторы этих работ приняли во внимание релятивистские эффекты, но не учли нерелятивистские эффекты. Пендри [37] получил формулу для трения при нулевой температуре в случае, когда трение кубически зависит от скорости, пренебрегая эффектами запаздывания. Перссон и Жан [48] вывели формулу для трения в линейном по скорости приближении при конечных температурах также без учета эффектов запаздывания.

Мы [38] разработали теорию трения Ван-дер-Ваальса на основе динамической модификации хорошо известной теории Лифшица [49] для взаимодействия Ван-дер-Ваальса. В незапаздывающем пределе при нулевой температуре результаты нашей теории согласуются с результатами Пендри [37]. Аналогично, в незапаздывающем пределе и для малых скоростей результаты этой теории находятся в согласии с результатами Перссона и Жана [48]. В работах [26, 27] теория была обобщена для двух гладких поверхностей при нормальном относительном движении. В случае резонансного фотонного туннелирования между поверхностными локализованными состояниями трение при нормальном движении может быть на много порядков больше трения при параллельном относительном движении. Было показано, что трение может возрастать на много порядков, когда поверхности покрыты адсорбатами или могут иметь низкочастотные поляритоны. В случае, когда одно из тел является достаточно разреженным, эта теория позволяет рассчитать трение между малой частицей и гладкой поверхностью. Полученные результаты в незапаздывающем пределе согласуются с результатами работы [50]. Теория трения Ван-дер-Ваальса между малой частицей и гладкой поверхностью, учитывающая эффекты нелокальной оптики, запаздывание и экранирование, была разработана в [43]. Квантово-полевая теория трения Ван-дер-Ваальса между двумя полубесконечными телами и между малой частицей и полубесконечным телом была развита в работе [51]. Квантово-полевая теория находится в согласии с теорией, основанной на динамической модификации теории Лифшица [27, 38, 43].

Недавно Gotsmann и Fuchs [10] опубликовали результаты измерений дальнедействующего бесконтактного трения между алюминиевым наконечником атомного силового микроскопа (АСМ) и поверхностью золота (111). Сила трения, действующая на наконечник, оказалась пропорциональной скорости v , $F = Gv$. При движении наконечника по нормали к поверхности коэффициент трения $\Gamma(d) = bd^{-3}$, где d — расстояние между наконечником и подложкой, $b = (8,0^{+5,5}_{-4,5}) \times 10^{-35}$ Н с м² [10]. Позднее Стайп с соавторами [11] наблюдали бесконтактное трение между поверхностью золота и покрытым золотом наконечником в зависимости от расстояния d , температуры T и напряжения V , приложенного к наконечнику и образцу. Для колебаний наконечника, параллельных поверхности, они получили $\Gamma(d) = \alpha(T)(V^2 + V_0^2)/d^n$, где $n = 1,3 \pm 0,2$ и $V_0 \sim 0,2$ В, и при $T = 295$ К и $d = 100$ Å нашли $G = 1,5 \times 10^{-13}$ кг с⁻¹, что в ~ 500 раз меньше результата, полученного в работе [10] при том же расстоянии, но при колебаниях наконечника, перпендикулярных поверхности. Приложенное напряжение в 1 В приводило к трению $G = 3 \times 10^{-12}$ кг с⁻¹ при $T = 300$ К и $d = 20$ нм. Флуктуирующая сила, ответственная согласно флуктуационно-диссипативной теореме за трение, интерпретировалась как результат взаимодействия электрического поля, флуктуирующего вблизи поверхности, со статическим зарядом наконечника.

В работе [11] бесконтактное трение измерялось для кварцевых образцов. Вблизи поверхности кварца было обнаружено бесконтактное трение на порядок большее, чем для золотого образца. Затем кварцевый образец подвергался воздействию γ -лучей, что приводило к образованию E' -центров (Si-оборванные связи) с плотностью 7×10^{17} см⁻³. Хотя образец оставался в целом

электрически нейтральным, E' -центры являлись положительно заряженными, что приводило к возникновению пространственно неоднородного электрического поля и увеличению трения еще на один порядок.

Дорофеев и др. [9] утверждали, что трение, наблюдаемое в [9, 10], связано с омическими потерями, создаваемыми флуктуирующим электромагнитным полем. Однако это утверждение является небесспорным, так как в [3, 38, 43, 52] показано, что для хороших проводников, типа меди, трение Ван-дер-Ваальса оказывается на много порядков меньше, чем то, которое наблюдалось Дорофеевым и др. В работе [53] было высказано предположение, что трение, наблюдавшееся в [11], связано с трением Ван-дер-Ваальса между обладающими большим сопротивлением слюдяным образцом и кварцевым наконечником. Однако в эксперименте слюдяной образец и кварцевый наконечник были покрыты золотыми пленками, достаточно толстыми для того, чтобы полностью экранировать электромагнитное взаимодействие между расположенными под ними диэлектриками.

При малых расстояниях, $d \sim 1$ нм, резонансное туннелирование фотонов между колебательными модами адсорбатов на поверхностях образца и наконечника может приводить к увеличению трения Ван-дер-Ваальса на семь порядков по сравнению с трением на поверхностях хороших проводников [26, 27]. Однако зависимость от расстояния в этом случае ($\sim 1/d^6$) оказывается значительно сильнее, чем наблюдавшаяся в эксперименте [11].

Недавно была предложена теория бесконтактного трения, в которой трение возникает за счет омических потерь в подложке, обусловленных электромагнитным полем, создаваемым движущимися зарядами, индуцированными на поверхности наконечника приложенным напряжением [54]. В случае сферического наконечника эта теория предсказывает такую же слабую зависимость трения от расстояния, как и наблюдавшаяся экспериментально. Однако величина трения оказывалась на много порядков меньшей экспериментального значения. Недавно было показано [55–57], что электростатическое трение может сильно возрасти, если на поверхности находится несоизмеримый адсорбированный слой ионов, в спектре которого имеется акустическая ветвь для параллельных поверхности колебаний. Эта теория объясняет экспериментальные данные, полученные в [11].

Как будет показано в разделе 6, электростатическое трение так же, как и трение Ван-дер-Ваальса, может сильно возрасти при наличии на поверхностях наконечника и образца двумерных (2D) структур, таких, например, как 2D-электронная структура или несоизмеримый слой адсорбированных атомов с акустическими колебаниями. Природа этого увеличения трения связана с тем, что экранирование в 2D-структурах значительно менее эффективно, чем в 3D-структурах. Наконечник атомного силового микроскопа, заряженный в результате приложенного напряжения или пространственного изменения поверхностного потенциала и движущийся вблизи поверхности металла, индуцирует заряды в 2D-структуре. Вследствие конечности времени отклика распределение этих так называемых зарядов-отображений "отстает" от движения наконечника, и такой эффект приводит к возникновению силы трения, действующей на наконечник, которая называется "электростатическим трением". Однако более слабый эффект экранирования для 2D-

структур обуславливает более слабую силу, которая стремится вернуть заряд-отображение в равновесное положение, что вызывает большее отставание заряда-отображения в 2D-структурах по сравнению с отставанием такого заряда в 3D-структурах.

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 дается краткое описание основных идей теории флуктуирующего электромагнитного поля, развитой Рытовым [19], и методов вычисления корреляционных функций этого поля. Указанная теория первоначально была предложена для вычисления теплового электромагнитного поля, но позднее нашла широкое применение в теориях взаимодействия Ван-дер-Ваальса [49], радиационной передачи тепла [3, 16, 18] и трения Ван-дер-Ваальса [27, 38]. В обзоре рассматриваются применения этой теории к проблемам когерентного теплового излучения плоскими источниками (раздел 3), радиационной передачи тепла (раздел 4) и трения Ван-дер-Ваальса (раздел 5). Особое внимание уделяется возможным механизмам усиления радиационной передачи тепла и трения Ван-дер-Ваальса. В разделе 6 рассматриваются электростатическое трение и эксперименты по измерению бесконтактного трения. В разделе 7 обсуждаются механизмы трения, связанные с эмиссией фононов и внутренним трением. В разделе 8 приводятся выводы и описываются перспективы дальнейшего развития этой области исследований. Некоторые темы настоящего обзора рассматривались недавно в обзоре [1]. Однако по сравнению с обзором [1] данный обзор охватывает больший материал. В частности, впервые дается детальное описание теорий трения Ван-дер-Ваальса и электростатического трения.

2. Теория флуктуирующего электромагнитного поля

Существуют два подхода к изучению флуктуирующего электромагнитного поля. В первом подходе, предложенном Рытовым [19], предполагается, что флуктуирующее электромагнитное поле создается тепловыми и квантовыми флуктуациями плотности тока $\mathbf{j}^f$ внутри среды. Среднее $\langle \mathbf{j}^f \rangle = 0$, а корреляционная функция $\langle \mathbf{j}^f \mathbf{j}^f \rangle \neq 0$ выражается через диэлектрические свойства среды на основе флуктуационно-диссипативной теоремы. Электромагнитное поле может быть вычислено из уравнений Максвелла с флуктуирующей плотностью тока в качестве источника. Зная флуктуирующее электромагнитное поле, можно вычислить вектор Пойнтинга, тензор напряжений и т.д. и определить передачу тепла между телами [2, 3, 16, 17], взаимодействие Ван-дер-Ваальса [36, 49] и трение Ван-дер-Ваальса [27, 38]. Среди этих проблем расчеты трения Ван-дер-Ваальса являются наиболее сложными, поскольку в этом случае требуется решение сложной электродинамической задачи с подвижными границами [27, 38].

Во втором подходе электромагнитное поле описывается функциями Грина [36], которые могут быть вычислены с использованием методов квантовой электродинамики [58]. Для равновесных проблем, типа взаимодействия Ван-дер-Ваальса, оба подхода дают один и тот же результат [36], хотя метод функций Грина является более общим. Однако для неравновесных проблем подход Рытова оказывается более простым, поэтому правильные результаты для радиационной передачи

тепла [16] и трения Ван-дер-Ваальса между двумя параллельными плоскостями [27, 38] впервые были получены с использованием именно этого подхода.

Теория Рытова основана на введении "случайной" плотности тока в уравнения Максвелла (подобно тому, как вводится "случайная" сила в теории броуновского движения частицы). Для монохроматического поля (временной множитель $\exp(-i\omega t)$) в диэлектрической, немагнитной среде эти уравнения имеют вид

$$\mathbf{V} \times \mathbf{E} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\mathbf{V} \times \mathbf{H} = -i \frac{\omega}{c} \mathbf{D} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^f, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{B}$ — напряженность электрического поля, электрическое смещение, напряженность магнитного поля и магнитная индукция соответственно. Для немагнитной среды $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ (используется гауссова система единиц) и

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \int d^3 \mathbf{r}' \varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}'), \quad (4)$$

где $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ — диэлектрический диадик окружающих сред. Согласно флуктуационно-диссипативной теореме [59] средняя величина произведения компонент $\mathbf{j}^f$ определяется как

$$\langle j_i^f(\mathbf{r}, \omega) j_k^{f*}(\mathbf{r}', \omega') \rangle = \langle j_i^f(\mathbf{r}) j_k^{f*}(\mathbf{r}') \rangle_\omega \delta(\omega - \omega'), \quad (5)$$

$$\langle j_i^f(\mathbf{r}) j_k^{f*}(\mathbf{r}') \rangle_\omega = \frac{\hbar}{(2\pi)^2} \left(\frac{1}{2} + n(\omega) \right) \omega^2 \text{Im} \varepsilon_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega), \quad (6)$$

$$n(\omega) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (7)$$

Из уравнений Максвелла следует, что компонента напряженности электрического поля, создаваемого случайной плотностью тока $\mathbf{j}^f$, определяется формулой

$$E_i(\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega} \int d^3 \mathbf{r}' D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) j_k^f(\mathbf{r}'), \quad (8)$$

где предполагается суммирование по повторяющимся индексам и функции Грина электромагнитного поля $D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} & (\nabla_i \nabla_k - \delta_{ik} \nabla^2) D_{kj}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - \\ & - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \int d^3 \mathbf{x}'' \varepsilon_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{x}'', \omega) D_{kj}(\mathbf{x}'', \mathbf{r}', \omega) = \\ & = \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \delta_{ij} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & (\nabla_j' \nabla_k' - \delta_{jk} \nabla'^2) D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - \\ & - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \int d^3 \mathbf{x}'' \varepsilon_{kj}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}', \omega) D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{x}'', \omega) = \\ & = \frac{4\pi\omega^2}{c^2} \delta_{ij} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \end{aligned} \quad (10)$$

Используя уравнения (6)–(10), получим спектральную корреляционную функцию напряженности электри-

ческого поля, создаваемого вне тела при температуре T флуктуациями плотности тока внутри тела [3]:

$$\begin{aligned} \langle E_i(\mathbf{r}) E_j^*(\mathbf{r}') \rangle_\omega &= \frac{\hbar}{8\pi^2} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \times \\ &\times \int d\mathbf{r}'' \int d\mathbf{r}''' \operatorname{Im} \varepsilon_{kl}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}''') D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') D_{jl}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}''') = \\ &= \frac{\hbar c^2}{16\pi^2 i \omega^2} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \int dS_l'' (D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \nabla_l'' D_{jk}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') - \\ &- D_{jk}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \nabla_l'' D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'')) , \end{aligned} \quad (11)$$

где точки $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ лежат вне тела. При получении уравнения (11) интеграл по объему тела был выражен через интеграл по его поверхности. Для неоднородных волн поверхность интегрирования может быть отнесена к бесконечности. В этом случае, используя уравнения (9) и (10) и принимая во внимание, что интеграл по бесконечно удаленной поверхности равен нулю, получим

$$\langle E_i(\mathbf{r}) E_j^*(\mathbf{r}') \rangle_\omega^{\text{evan}} = \frac{\hbar}{2\pi} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \operatorname{Im} D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') . \quad (12)$$

3. Когерентное тепловое излучение от плоских источников

Особенно важным предельным случаем является излучение плоской поверхностью, когда спектральная корреляционная функция для напряженности электрического поля может быть записана в виде [27]

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}') \rangle_\omega &= \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} (\hat{\mathbf{n}} w_{ss} \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{K} w_{pp} \mathbf{K}^*) \times \\ &\times \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')] \exp[i(\gamma z - \gamma^* z')] , \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$w_{ss} = \frac{\hbar\omega^2}{4c^2 |\gamma|^2} [(\gamma + \gamma^*)(1 - |R_s|^2) + (\gamma - \gamma^*)(R_s^* - R_s)] , \quad (14)$$

$$w_{pp} = \frac{\hbar}{4|\gamma|^2} [(\gamma + \gamma^*)(1 - |R_p|^2) + (\gamma - \gamma^*)(R_p^* - R_p)] , \quad (15)$$

$\mathbf{r} = (\mathbf{x}, z)$, $\gamma = [(\omega/c)^2 - q^2]^{1/2}$, $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/q$, $\hat{\mathbf{z}} = \mathbf{z}/z$, $\hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{q}}$, $\mathbf{K} = q\hat{\mathbf{z}} - \gamma\hat{\mathbf{q}}$, R_s и R_p — амплитуды отражения для s - и p -поляризованных электромагнитных волн.

Уравнение (13) описывает временную и пространственную когерентность теплового излучения ближнего поля, излучаемого в свободное пространство плоской поверхности. Тепловое излучение часто представляется как типичный пример некогерентного излучения, в противоположность лазерному излучению. В отличие от лазерного излучения, которое характеризуется высокой пространственной и временной когерентностью, излучение теплового источника имеет широкий спектр и обычно является квазиизотропным. Однако можно ожидать, как это часто случается, изменения свойств теплового излучения на микроскопическом уровне. Например, показано [14, 60, 61], что поле, излучаемое тепловым источником, состоящим из полярного материала, увеличивается более чем на четыре порядка и является частично когерентным на расстояниях порядка 10–

100 нм. Это явление, связанное с поверхностными электромагнитными волнами, может наблюдаться только для материалов, на которых они существуют. Такие электромагнитные волны распространяются вдоль поверхности, и их амплитуда уменьшается экспоненциально в перпендикулярном направлении (неоднородные волны). Длина распространения поверхностных волн обычно имеет порядок нескольких сотен длин волн, что приводит к протяженным пространственным корреляциям электромагнитного поля вдоль поверхности [14, 60, 61]. Свойства теплового электромагнитного поля в ближней зоне при наличии поверхностных электромагнитных волн рассматривались в обзоре [1].

Существуют различные типы оптически активных поверхностных волн. Поверхностные поляритоны представляют собой механические колебания (фононы), распространяющиеся в полярных материалах типа карбида кремния (SiC), стекла, II–IV- и III–V-полупроводников. При этом каждая элементарная ячейка становится осциллирующим электрическим диполем. Поверхностные плазмоны представляют собой продольные колебания электронов, которые могут наблюдаться в металлах и легированных полупроводниках, и генерируют электромагнитное поле с продольной поляризацией. Поверхностные волны могут быть также связаны с экситонами и колебаниями ионов в адсорбированном слое щелочных атомов.

Недавние исследования показали, что поверхностные поляритоны могут быть связаны с бегущими волнами посредством решетки на поверхности [14]. В результате этой связи когерентность в ближней зоне изменяет излучение в дальней зоне. Пространственная когерентность приводит к высокой направленности теплового источника — излучение направлено в определенные угловые сектора подобно излучению антенны. Этот же эффект может создаваться поверхностными плазмонами, возбуждаемыми на легированном кремнии [62]. Тепловое излучение, связанное с поверхностными плазмонами, наблюдалось для золота [64]. В работе [63] был разработан тепловой источник в средней области инфракрасного спектра, который излучал в узком диапазоне длин волн ($\delta\lambda/\lambda \leq 0,2$). В этом эксперименте кремниевая матрица покрывалась металлической пленкой. Решетка отверстий определяла связь поверхностных плазмонов с испускаемым светом. Такая технология позволит изготавливать настраиваемые инфракрасные излучатели с высокой мощностью в узкой спектральной зоне, что важно при создании сенсоров, в спектроскопии и преобразователях энергии.

Существование неоднородных волн приводит к значительному различию в спектре электромагнитного излучения в зонах ближнего и дальнего поля. В зоне дальнего поля формула Планка для спектральной плотности энергии излучения $u_{\text{ВВ}}(\omega)$ получается умножением энергии квантового осциллятора

$$P(T, \omega) = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$$

на плотность осцилляторов (мод в единице объема) $N(\omega) = \omega^2 d\omega/(\pi^2 c^3)$:

$$u_{\text{ВВ}} = P(T, \omega)N(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} . \quad (16)$$

Плотность энергии $u(\mathbf{r}, \omega)$ электрического поля в ближней зоне выражается в виде

$$u(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\langle E_i(\mathbf{r}) E_i(\mathbf{r}) \rangle_\omega}{8\pi} = \frac{\Pi(T, \omega)}{8\pi^2} \text{Im } D_{ii}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega). \quad (17)$$

В случае локальной оптики амплитуды отражения определяются хорошо известными формулами Френеля. Используя амплитуду отражения Френеля для s-поляризованных электромагнитных волн в (13), (17), получим следующий, не зависящий от расстояния вклад в плотность энергии в ближней зоне ($d < c/\omega\sqrt{|\varepsilon|}$):

$$u_s(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{6\sqrt{2}} u_{\text{ВВ}} \sqrt{|\varepsilon| + |\varepsilon'|}. \quad (18)$$

Аналогично, вклад от р-поляризованных электромагнитных волн

$$u_p(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{8} u_{\text{ВВ}} \left(\frac{c}{\omega d} \right)^3 \frac{\varepsilon''}{|\varepsilon + 1|^2}, \quad (19)$$

где ε' и ε'' — действительная и мнимая части диэлектрической функции $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$.

Для р-поляризованных электромагнитных волн и $\varepsilon'' \ll 1$ спектр излучения ближнего поля имеет острый пик при частоте ω_p , определяемой условием $\varepsilon'(\omega_p) = -1$. Этот эффект приводит к образованию большого числа поверхностных мод с различными волновыми числами, но с близкими частотами, $\omega \approx \omega_p$. Таким образом, если ε'' не очень велико при $\omega = \omega_p$, то плотность поверхностных мод имеет сильный пик при $\omega = \omega_p$. Наличие поверхностных волн является причиной возникновения пика в спектре ближнего поля для SiC при $\omega = 1,78 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Однако, так как поверхностные волны экспоненциально затухают при удалении от поверхности, этот пик исчезает в дальней зоне. Тем не менее наличие резонанса в плотности мод $N(z, \omega)$ является необязательным для наблюдения спектральных изменений, вызванных потерей неоднородных мод. Действительно, при малых расстояниях спектр определяется формулами (18), (19), в то время как в дальнейшем поле спектр описывается формулой (16) с правой частью, умноженной на коэффициент поглощения. Таким образом, даже в отсутствие резонансных поверхностных волн спектр ближнего поля отличается от спектра дальнего поля, но это различие не очень велико.

Уравнения (13)–(15) также указывают на возможность нового приложения спектроскопии ближнего поля. Спектр ближнего поля при заданном расстоянии от границы раздела определяется $\text{Im } R_{p(s)}$, и можно рассчитывать на получение информации об амплитуде отражения для больших волновых векторов с помощью методов, обычно используемых для измерения $R_{p(s)}$ бегущих электромагнитных волн в экспериментах по отражению света. Благодаря быстрому развитию оптической микроскопии ближнего поля такие спектры ближнего поля вскоре могут быть измерены, что, возможно, приведет к появлению новой техники локальной спектроскопии твердого тела.

4. Радиационная передача тепла

4.1. Общая теория

Теория, изложенная в разделе 2, может использоваться в неравновесной проблеме расчета передачи тепла между

любыми макроскопическими телами с разными температурами T_1 и T_2 , расстояние между поверхностями которых больше расстояния между атомами в твердом теле. В этом случае проблема может рассматриваться макроскопически, поскольку для системы тел, которые не находятся в прямом контакте, время установления термодинамического равновесия для каждого из них значительно меньше времени установления полного термодинамического равновесия между телами. В таких условиях применение уравнений (5), (6) для каждого из тел, которые находятся в квазиравновесных состояниях с температурами, постоянными для каждого тела, но различными для разных тел, является оправданным. При этом тела будут находиться в квазиравновесном состоянии со своим тепловым излучением.

Для того чтобы вычислить радиационную передачу тепла между телами, необходимо найти вектор Пойнтинга, усредненный по ансамблю:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle_\omega &= \frac{c}{8\pi} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}^*(\mathbf{r}) \rangle_\omega + \text{с.с.} = \\ &= \frac{ic^2}{8\pi\omega} \{ \mathbf{V}' \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}') - (\mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{V}') \mathbf{E}^*(\mathbf{r}') \rangle - \text{с.с.} \}_{\mathbf{r}=\mathbf{r}'}. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, вектор Пойнтинга может быть выражен через среднее значение произведения компонент напряженности электрического поля. Согласно теории флуктуирующего поля спектральная корреляционная функция напряженности электрического поля в вакуумной щели между телами 1 и 2 определяется формулами (11) и (12) [3]:

$$\begin{aligned} \langle E_i(\mathbf{r}) E_j^*(\mathbf{r}') \rangle_\omega &= \frac{[\Pi_1(\omega) - \Pi_2(\omega)] c^2}{8\pi^2 i \omega^3} \times \\ &\times \int d\mathbf{S}_1'' \{ D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \mathbf{V}'' D_{kj}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') - \\ &- D_{kj}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \mathbf{V}'' D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \} + \frac{\Pi_2(\omega)}{\pi\omega} \text{Im } D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (21)$$

где интегрирование производится по поверхности тела 1. Функция Планка тела 1 выражается в виде

$$\Pi_1(\omega) = \hbar\omega \left(\exp \frac{\hbar\omega}{k_B T_1} - 1 \right)^{-1}, \quad (22)$$

аналогично определяется Π_2 для тела 2. Функции Грина $D_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в пространстве между телами могут быть найдены из решения уравнений (9), (10) с подходящими граничными условиями [27].

Важный случай передачи тепла между полубесконечными телами с параллельными поверхностями, находящимися на расстоянии d друг от друга, исследовался многими авторами [2, 3, 16, 18]. Полдер и Ван Хов [16] были первыми, кто получил правильное решение проблемы в приближении локальной оптики, в котором не учитывается пространственная дисперсия диэлектрической функции. Таким образом, материалы, для которых важны нелокальные оптические свойства (такие, как аномальный скин-эффект), были исключены из их исследования. В общем случае эффекты нелокальной оптики становятся важными при малых расстояниях между

телями, когда

$$d < \frac{v_F \hbar}{k_B T}, l,$$

где v_F — скорость Ферми, l — длина свободного пробега электрона [96]. В типичных случаях нелокальные эффекты играют существенную роль при $d < 1000 \text{ \AA}$ [3].

Незапаздывающий случай был рассмотрен Пендри [2]. Нами [3] на основе общей теории, описанной выше, была разработана теория, учитывающая эффекты нелокальной оптики. Для плоской геометрии решение уравнений (9) и (10) наиболее просто получить, представляя функции Грина в виде интегралов Фурье по поперечным координатам x, y (ось z направлена нормально к поверхностям), что приводит к системе линейных неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений, из которых функции Грина могут быть получены как функции z [3, 58]. Решение этих уравнений и расчет вектора Пойнтинга с использованием указанных функций Грина подробно описаны в [3]. Конечный результат для потока тепла между двумя телами, разделенными вакуумной щелью (шириной d), имеет вид [3]

$$S_z = \int_0^\infty d\omega [P_1(\omega) - P_2(\omega)] \times \\ \times \left\{ \int_{q < \omega/c} \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \frac{(1 - |R_{1p}(\mathbf{q}, \omega)|^2)(1 - |R_{2p}(\mathbf{q}, \omega)|^2)}{|1 - \exp(2i\gamma d) R_{1p}(\mathbf{q}, \omega) R_{2p}(\mathbf{q}, \omega)|^2} + \right. \\ \left. + 4 \int_{q > \omega/c} \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \exp(-2|\gamma|d) \times \right. \\ \left. \times \frac{\text{Im } R_{1p}(\mathbf{q}, \omega) \text{Im } R_{2p}(\mathbf{q}, \omega)}{|1 - \exp(-2|\gamma|d) R_{1p}(\mathbf{q}, \omega) R_{2p}(\mathbf{q}, \omega)|^2} + [p \rightarrow s] \right\}, \quad (23)$$

где символьное выражение $[p \rightarrow s]$ обозначает члены, которые получаются из первых двух членов заменой в них амплитуд отражения R_p для р-поляризованных электромагнитных волн амплитудами отражения R_s для s-поляризованных электромагнитных волн, $\gamma = ((\omega/c)^2 - q^2)^{1/2}$. Вклады в поток тепла от бегущих ($q < \omega/c$) и неоднородных ($q > \omega/c$) электромагнитных волн определяются первым и вторым членами в (23) соответственно. Ввиду наличия экспоненциального множителя в интегралах (23) интегрирование по q эффективно ограничено областями $q < \lambda_T^{-1}$ для бегущих волн и $q < d^{-1}$ для неоднородных волн. Таким образом, площадь (а следовательно, и число каналов), занимаемая в фазовом пространстве доступными для переноса тепла каналами для неоднородных волн в $(\lambda_T/d)^2$ раз больше, чем для бегущих волн. При $d = 1 \text{ нм}$ и $T = 300 \text{ К}$ отношение этих площадей составляет $\sim 10^8$.

В приближении локальной оптики и в незапаздывающем пределе формула (23) сводится к результатам, впервые полученным в [16] и [2] соответственно.

4.2. Общие формулы и предельные случаи

Рассмотрим сначала общие следствия из уравнения (23). В случае передачи тепла посредством бегущих волн ($q \leq \omega/c$) поток тепла достигает максимального значения для абсолютно черных тел, имеющих нулевую амплитуду отражения $R = R_r + iR_i = 0$. При $q > \omega/c$ нет ограничений на амплитуду отражения $R(q, \omega)$, за исклю-

чением того, что мнимая часть $\text{Im } R(q, \omega)$ положительна, а R_r и R_i связаны соотношением Крамерса–Кронига. Поэтому для одинаковых поверхностей можно без ограничений находить максимум по R_i (или R_r) коэффициента прохождения D , соответствующего туннелированию фотонов, который определяется формулой

$$D = \frac{R_i^2 \exp(-2kd)}{|1 - \exp(-2kd)R|^2}. \quad (24)$$

Функция (24) имеет максимум $D = 1/4$, когда [2]

$$R_r^2 + R_i^2 = \exp(2kd). \quad (25)$$

Подстановка этого результата в (23) дает максимальный вклад от неоднородных волн:

$$(S_z)_{\text{max}}^{\text{evan}} = \frac{k_B^2 T^2 q_c^2}{24\hbar}, \quad (26)$$

где q_c — параметр обрезания на верхнем пределе интегрирования по q , который определяется свойствами материала. Ясно, что максимально возможное значение $q_c \sim 1/b$, где b — межатомное расстояние. Таким образом, из уравнений (1) и (26) получаем отношение максимального теплового потока за счет неоднородных волн к потоку тепла, обусловленному излучением абсолютно черного тела, $(S_z)_{\text{max}}/S_{\text{БВ}} \approx 0,25(\lambda_T/b)^2$, где $\lambda_T = \hbar c/k_B T$. При комнатной температуре вклад в поток тепла от неоднородных волн приблизительно на восемь порядков больше, чем вклад от излучения черного тела и верхняя граница для передачи тепла при этом составляет $(S_z)_{\text{max}} \sim 10^{11} \text{ Вт м}^{-2}$.

Применим общую теорию для конкретных материалов. В приближении локальной оптики амплитуды отражения определяются формулами Френеля. Для металлов диэлектрическая функция может быть записана в виде

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega}, \quad (27)$$

где σ — проводимость, которая может рассматриваться постоянной в средней и дальней областях инфракрасного спектра. Для хороших проводников, когда $k_B T/(4\pi\hbar\sigma) \ll 1$ и $\lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-3/2} < d < \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{1/2}$, где $\omega_T = c/\lambda_T = k_B T/\hbar$, вклад в передачу тепла от р-поляризованных волн определяется формулой

$$S_p \approx 0,2 \frac{(k_B T)^2}{\hbar \lambda_T d} \left(\frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \right)^{1/2}, \quad (28)$$

тогда как вклад от s-поляризованных волн при $d < \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-1/2}$ не зависит от расстояния:

$$S_s \approx 0,02 \frac{4\pi\sigma k_B T}{\lambda_T^2}. \quad (29)$$

Для хороших проводников поток тепла за счет р-поляризованных электромагнитных волн уменьшается с расстоянием как $\sim d^{-1}$ и увеличивается с уменьшением проводимости как $\sigma^{-1/2}$. Когда $k_B T/(4\pi\hbar\sigma) \geq 1$, поток тепла уменьшается с расстоянием как d^{-2} . Рисунок 5а показывает поток тепла между двумя полубесконечными

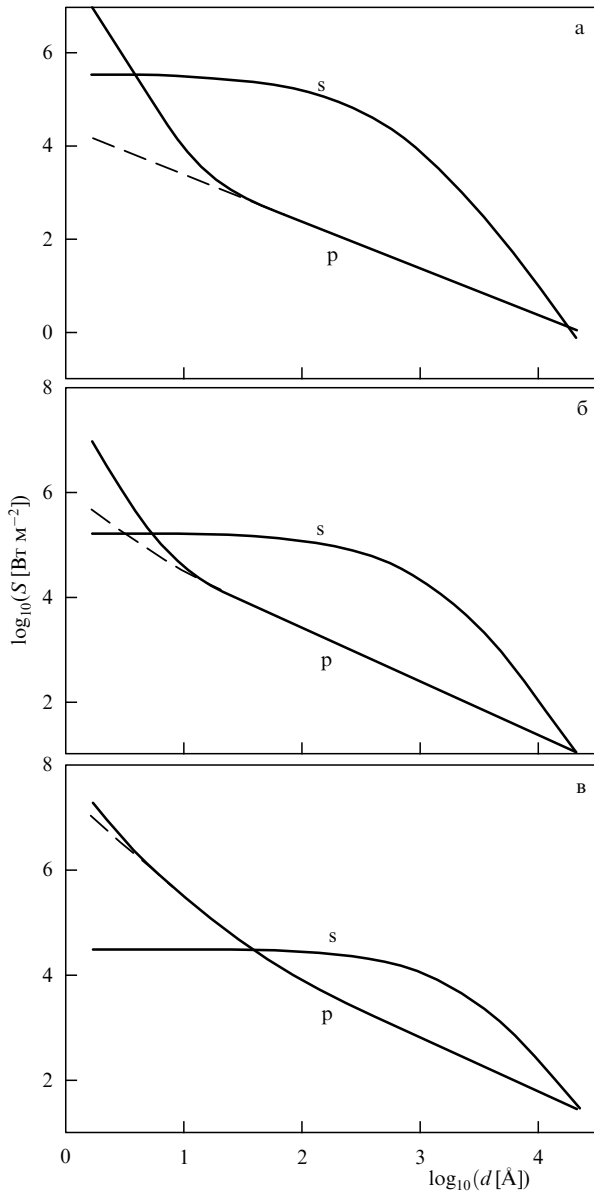


Рис. 5. Поток тепла S между двумя полубесконечными серебряными телами, одно из которых имеет температуру $T_1 = 273$ К, а другое — $T_2 = 0$, в зависимости от расстояния между ними: (а) время релаксации электронов τ соответствует длине свободного пробега $v_F \tau = l = 560$ Å, (б) τ уменьшилось до значения, соответствующего $l = 20$ Å, (в) τ соответствует $l = 3,4$ Å.

телами, разделенными расстоянием d , с температурами $T_1 = 273$ К и $T_2 = 0$. Вклады от s- и p-поляризованных волн показаны раздельно. Вклад от p-поляризованных волн вычислялся с учетом нелокальности диэлектрического отклика (штриховая кривая соответствует результату приближения локальной оптики). Замечательно, что s-вклад важен даже при малых расстояниях. Нелокальный вклад в $(S_z)_p$ существен только при $d < l$ (где l — средняя длина свободного пробега электрона в объеме) и может быть легко вычислен для металла в приближении свободных электронов. В этом случае нелокальный вклад в $\text{Im } R_p$, обусловленный нелокальностью в поверхностной области, определяется формулой [48]

$$(\text{Im } R_p)_{\text{surf}} = 2\xi \frac{\omega}{\omega_p} \frac{q}{k_F}, \quad (30)$$

где $\xi(q)$ зависит от параметра электронной плотности r_s , но обычно полагается, что $\xi(0) \sim 1$. Подставляя выражение (30) в (23), получим поверхностный вклад

$$S_{\text{surf}} \approx \frac{\xi^2 k_B^4}{\omega^2 k_F^2 d^4 \hbar^3} (T_1^4 - T_2^4). \quad (31)$$

Из рисунка 5а видно, что локальный вклад в $(S_z)_p$ практически линейно зависит от $1/d$ в исследуемом интервале расстояний и этот вклад значительно меньше, чем вклад от s-волн даже при очень малых расстояниях. Оба этих результата находятся в согласии с аналитическими формулами, представленными выше. Однако для материалов с большим сопротивлением вклад от p-волн становится более важным и при очень малых расстояниях d происходит переход к зависимости типа $1/d^2$ для потока тепла $(S_z)_p$. Это видно из рис. 5б и в, на которых представленные данные вычислены с теми же параметрами, что и на рис. 5а, за исключением того, что электронная длина свободного пробега уменьшилась от $l = 560$ Å (длина свободного пробега для серебра при комнатной температуре) до 20 Å (приблизительно длина свободного пробега для свинца) (рис. 5б) и 3,4 Å (порядка параметра решетки, что соответствует минимально возможной длине свободного пробега) (рис. 5в). Отметим, что при уменьшении l вклад от p-волн увеличивается, в то время как вклад от s-волн уменьшается. Так как длина свободного пробега не может быть меньше постоянной решетки, то результат, приведенный на рис. 5в, представляет собой наибольший возможный вклад от p-волн для обычных металлов. Однако вклад от p-волн может быть даже больше для других материалов, таких, например, как полуметаллы, имеющие более низкую концентрацию свободных носителей заряда, чем обычные металлы. Для материалов с большим сопротивлением, когда $k_B T / (4\pi \hbar \sigma) > 1$, тепловой поток пропорционален проводимости:

$$S_p \approx 0,2 \frac{k_B T \sigma}{d^2}. \quad (32)$$

Подбирая материал с необходимым сопротивлением, можно добиться максимума коэффициента прохождения и, следовательно, потока тепла посредством туннелирования. Коэффициент прохождения $D(\omega, q)$ пропорционален плотности энергии электромагнитного поля, связанной с неоднородными волнами:

$$D(\omega, q) \sim \text{Im } R_p(\omega, q) \exp(-qd). \quad (33)$$

При $q \gg |\varepsilon(\omega)|^{1/2} \omega / c$

$$\text{Im } R_p(\omega, q) \approx \text{Im} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \approx \frac{8\pi\sigma/\omega}{4 + (4\pi\sigma/\omega)^2}. \quad (34)$$

Предполагая, что проводимость σ не зависит от ω и q , получим, что плотность энергии достигает максимума, когда

$$\sigma_{\text{max}} = \frac{\omega}{2\pi} \approx \frac{k_B T}{2\pi \hbar} = 2,3 T [\text{Ом м}]^{-1}, \quad (35)$$

где величина $\hbar\omega$ заменена тепловой энергией $k_B T$. При комнатной температуре электрическое сопротивление, соответствующее максимуму потока тепла, равно 690 Ом м.

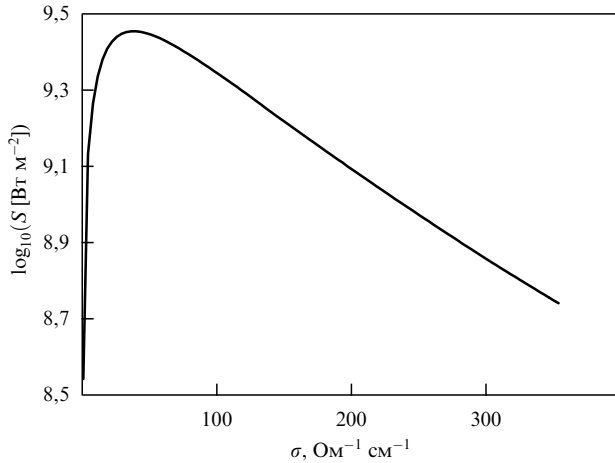


Рис. 6. Тепловой поток S как функция проводимости тел. Расстояние между поверхностями $d = 10 \text{ \AA}$. Поток тепла для других расстояний может быть получен с учетом зависимости $\sim 1/d^2$, которая справедлива для потока тепла между телами с большим сопротивлением.

Для иллюстрации этого случая на рис. 6 показан поток тепла как функция проводимости тела. Опять предполагалось, что одно тело находится при нулевой температуре, а другое — при $T = 273 \text{ К}$. Поверхности разделены расстоянием $d = 10 \text{ \AA}$. Тепловой поток для других расстояний может быть получен с учетом того, что для материалов с большим сопротивлением поток тепла $\sim 1/d^2$. Поток тепла достигает максимума при $\sigma \approx 920 (\text{Ом м})^{-1}$.

Наконец отметим, что тонкое покрытие из материала с большим сопротивлением может увеличить передачу тепла между телами. На рисунке 7 показан поток тепла для случая, когда на поверхность серебра нанесена тонкая пленка (толщиной $\sim 10 \text{ \AA}$) из материала с большим сопротивлением: $\rho = 0,14 \text{ Ом см}$. Одно тело находится при нулевой температуре, другое — при $T = 273 \text{ К}$. Рисунки 7а, б показывают р- и s-вклады соответственно. Также показаны потоки тепла для случаев, когда обе поверхности состоят из серебра без покрытия и из материала с большим сопротивлением. Интересно отметить, что в то время как вклад в поток тепла от р-волн сильно изменяется при покрытии поверхности другим материалом, s-вклад остается практически неизменным.

4.3. Усиление радиационной передачи тепла при резонансном туннелировании фотонов

Другой случай, в котором коэффициент прохождения может быть близок к единице, связан с резонансным туннелированием фотонов между поверхностными состояниями, локализованными на противоположных поверхностях. Условие резонанса соответствует случаю, когда знаменатель в (23) становится малым. Для двух одинаковых поверхностей и $R_i \ll 1 \leq R_r$, где R_i и R_r — мнимая и действительная части амплитуды отражения, условие резонанса имеет вид $R_r^2 \exp(-2qd) = 1$. Условие резонанса может выполняться даже тогда, когда $\exp(-2qd) \ll 1$. Так, для неоднородных волн нет ограничений на действительную часть или модуль R . Это создает возможность для выполнения условия резонанса даже при $R_r^2 \gg 1$. Вблизи резонанса можно исполь-

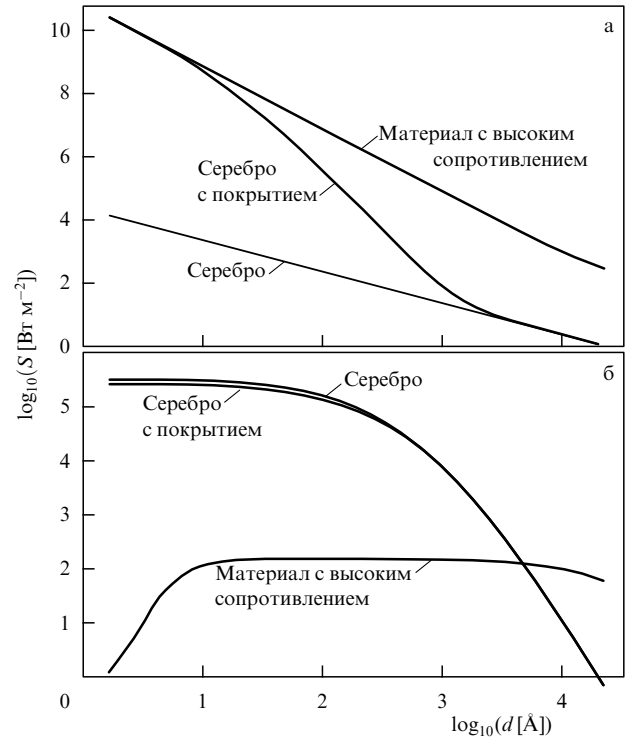


Рис. 7. Поток тепла S между двумя серебряными телами с температурами $T_1 = 273 \text{ К}$ и $T_2 = 0$, покрытыми пленкой толщиной $10 \text{ \AA}$ из материала с большим сопротивлением, а также потоки тепла между двумя серебряными телами без покрытия и между двумя телами из материала с большим сопротивлением: вклады от (а) р-поляризованных и (б) s-поляризованных электромагнитных волн.

зовать приближение

$$R = \frac{\omega_a}{\omega - \omega_0 - i\eta}, \quad (36)$$

где ω_a — константа. Тогда из условия резонанса ($R_r = \pm \exp(qd)$) можно определить положение резонанса:

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \omega_a \exp(-qd). \quad (37)$$

Для справедливости условия резонанса расстояние $\Delta\omega = |\omega_+ - \omega_-|$ между резонансами должно быть больше ширины резонанса η . Последнее условие выполняется только при $q \leq q_c \approx \ln(2\omega_a/\eta)/d$.

При $\omega_0 > \omega_a$ и $q_c d > 1$ получим

$$S_{p\pm} = \frac{\eta q_c^2}{8\pi} [P_1(\omega_0) - P_2(\omega_0)]. \quad (38)$$

Отметим, что в выражении (38) отсутствует явная зависимость от d . Однако S может все-таки зависеть от d через зависимость q_c от d . При малых расстояниях можно ожидать, что q_c определяется диэлектрическими свойствами материала и не зависит от d . В этом случае передача тепла также не будет зависеть от расстояния.

Усиление передачи тепла за счет резонансного туннелирования фотонов возможно для двух поверхностей полупроводников, которые могут иметь низкочастотные моды поверхностных плазмонов в средней области инфракрасного спектра. Амплитуда отражения R_p для чистой поверхности полупроводника при

$d < \lambda_T | \varepsilon(\omega_T) |^{-1/2}$ определяется формулой Френеля (34). В качестве примера рассмотрим две поверхности карбида кремния. Оптические свойства SiC могут быть описаны на основе осцилляторной модели [65]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_1^2 - \omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right), \quad (39)$$

где $\varepsilon_\infty = 6,7$, $\omega_1 = 1,8 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\omega_t = 1,49 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $\Gamma = 8,9 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Частота поверхностных плазмонов определяется условием $\varepsilon_r(\omega_p) = -1$, и из (39) получаем $\omega_p = 1,78 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Параметры резонанса определяются значениями

$$\omega_a = \frac{\omega_1^2 - \omega_t^2}{\varepsilon_\infty \omega_1} = 8,2 \times 10^{12} \text{ с}^{-1},$$

$$\eta = \frac{\Gamma}{2}, \quad q_c = \frac{3,6}{d}, \quad \omega_0 \approx \omega_p.$$

Подставляя эти параметры в (38) и предполагая, что одна поверхность находится при $T = 300 \text{ К}$, а другая — при $T = 0$, получим поток тепла $S(d)$ между двумя чистыми поверхностями карбида кремния:

$$S \approx \frac{8,4 \times 10^9}{d^2} [\text{Вт м}^{-2}], \quad (40)$$

где расстояние d измеряется в ангстремах. Отметим, что этот поток тепла на несколько порядков больше, чем поток между двумя чистыми поверхностями хороших проводников (см. рис. 5).

4.4. Усиление радиационной передачи тепла за счет колебательных мод адсорбатов

Другой механизм усиления передачи тепла за счет резонансного туннелирования возможен между локализованными на различных поверхностях колебательными модами адсорбатов. Рассмотрим две частицы с дипольными поляризуемостями $\alpha_1(\omega)$ и $\alpha_2(\omega)$ и флуктуирующими дипольными моментами p_1^f и p_2^f , нормальными к поверхностям. Согласно флуктуационно-диссипативной теореме [59] спектральная плотность флуктуирующего дипольного момента определяется формулой

$$\langle p_i^f p_j^f \rangle_\omega = \frac{\hbar}{\pi} \left(\frac{1}{2} + n_i(\omega) \right) \text{Im } \alpha_i(\omega) \delta_{ij}. \quad (41)$$

Предположим, что частицы находятся напротив друг друга на различных поверхностях, имеющих температуры T_1 и T_2 соответственно, и разделены расстоянием d . Флуктуирующее электрическое поле от частицы 1 совершает работу над частицей 2. Скорость этой работы выражается в виде

$$P_{12} = 2 \int_0^\infty d\omega \omega \text{Im } \alpha_2(\omega) \langle E_{12} E_{12} \rangle_\omega, \quad (42)$$

где E_{12} — напряженность электрического поля, создаваемого частицей 1 в точке нахождения частицы 2:

$$E_{12} = \frac{8p_1^f/d^3}{1 - \alpha_1 \alpha_2 (8/d^3)^2}. \quad (43)$$

Из уравнений (41)–(43) получим P_{12} , а скорость охлаждения частицы 2 может быть найдена из этой же формулы

перестановкой индексов. Таким образом, полная мощность обмена теплом между частицами выражается в виде

$$P = P_{12} - P_{21} = \frac{2\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega \frac{\text{Im } \alpha_1 \text{Im } \alpha_2 (8/d^3)^2}{|1 - (8/d^3)^2 \alpha_1 \alpha_2|^2} (n_1(\omega) - n_2(\omega)). \quad (44)$$

Рассмотрим сначала общие следствия из (44). Единственное ограничение, налагаемое на поляризуемость частицы $\alpha(\omega) = \alpha' + i\alpha''$, состоит в том, что α'' должна быть положительна и α' и α'' должны быть связаны соотношением Крамерса–Кронига. Таким образом, предполагая, что поверхности одинаковы, можно без ограничений искать максимум коэффициента прохождения D по α'' (или α') (для сравнения см. также (24)):

$$D = \frac{(8\alpha''/d^3)^2}{|1 - (8\alpha/d^3)^2|^2}. \quad (45)$$

Функция (45) имеет максимум $D = 1/4$, когда $\alpha'^2 + \alpha''^2 = (d^3/8)^2$. Подставляя это значение в (44), получим верхнюю границу для передачи тепла между двумя частицами:

$$P_{\max} = \frac{\pi k_B^2}{3\hbar} (T_1^2 - T_2^2). \quad (46)$$

При концентрации адсорбированных молекул $n_a = 10^{19} \text{ м}^{-2}$, когда одна поверхность находится при нулевой температуре, а другая — при комнатной, максимальный поток тепла за счет адсорбатов достигает значения $S_{\max} = n_a P_{\max} = 10^{12} \text{ Вт м}^{-2}$, что приблизительно на 10 порядков больше, чем тепловой поток за счет черного излучения $J_{\text{ВВ}} = \sigma_B T^4 = 4 \times 10^2 \text{ Вт м}^{-2}$, где σ_B — постоянная Стефана–Больцмана.

Условия для резонансного туннелирования фотонов определяются формулами

$$\alpha'(\omega_\pm) = \pm \frac{d^3}{8}. \quad (47)$$

Вблизи резонанса можно использовать приближение

$$\alpha \approx \frac{C}{\omega - \omega_0 - i\eta}, \quad (48)$$

где $C = e^{*2}/(2M\omega_0)$, e^* и M — динамический заряд и масса адсорбата соответственно

При $\eta \ll 8C/d^3$ из (44) получаем

$$P = \frac{\hbar\eta}{2} \left\{ \omega_+ [n_1(\omega_+) - n_2(\omega_+)] + [+ \rightarrow -] \right\}, \quad (49)$$

где $\omega_\pm = \omega_0 \pm 8C/d^3$. Используя (49), можно оценить поток тепла между двумя одинаковыми поверхностями, покрытыми адсорбатами с концентрацией n_a : $J \approx n_a P$. При $8C/d^3 < \eta$ можно пренебречь многократным рассеянием фотонов между частицами, так что знаменатель в (44) можно положить равным единице. При $d \gg b$, где b — расстояние между частицами, поток тепла между двумя поверхностями, покрытыми адсорбатами с концентрациями n_{a1} и n_{a2} , может быть получен интегрированием потоков тепла между отдельными частицами. В резуль-

тате получим

$$S = \frac{24n_a n_a^2}{d^4} \int_0^\infty d\omega \operatorname{Im} \alpha_1 \operatorname{Im} \alpha_2 [P_1(\omega) - P_2(\omega)]. \quad (50)$$

В предположении, что α может быть аппроксимирована формулой (48), при $\omega_0 \ll \eta$ уравнение (50) дает поток тепла между двумя одинаковыми поверхностями:

$$S = \frac{12\pi\omega_a^2 n_a^2}{d^4 \eta} [P_1(\omega_0) - P_2(\omega_0)]. \quad (51)$$

Отметим, что соотношение (51) может быть получено непосредственно из формулы (23), определяющей поток тепла между двумя полубесконечными телами, так как в пределе $d > b$ можно использовать макроскопический подход, при котором вся информация об оптических свойствах поверхностей содержится в амплитуде отражения.

Амплитуда отражения для р-поляризованных электромагнитных волн с учетом вклада от адсорбированного слоя может быть получена с применением подхода, который был предложен в [66]. Используя этот подход, получим [55, 56]:

$$R_p = \frac{1 - s/(qe) + 4\pi n_a [s\alpha_{||}/\varepsilon + q\alpha_{\perp}] - qa(1 - 4\pi n_a q\alpha_{||})}{1 + s/(qe) + 4\pi n_a [s\alpha_{||}/\varepsilon - q\alpha_{\perp}] + qa(1 + 4\pi n_a q\alpha_{||})}, \quad (52)$$

где $s = [q^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon]^{1/2}$. Поляризуемость ионных колебаний (с динамическим зарядом e^*), нормальных и параллельных поверхности, определяется выражением

$$\alpha_{\perp(\parallel)} = \frac{e^{*2}}{M(\omega_{\perp(\parallel)}^2 - \omega^2 - i\omega\eta_{\perp(\parallel)})}, \quad (53)$$

где $\omega_{\perp(\parallel)}$ — частота нормальных (параллельных) колебаний адсорбатов, $\eta_{\perp(\parallel)}$ — соответствующая константа затухания, M — масса адсорбата. В отличие от формулы, полученной в [66], формула (52) учитывает, что центры адсорбатов находятся на расстоянии a от плоскости отображения металла. Хотя это дает поправки порядка $qa \ll 1$ к амплитуде отражения, для параллельных поверхности колебаний адсорбатов на поверхности хороших проводников ($|\varepsilon| \gg 1$) в некоторых случаях (см. раздел 5.4.2) они дают наиболее важный вклад в диссипацию энергии. В качестве иллюстрации на рис. 8 приведено сравнение потока тепла между двумя поверхностями Cu(100), покрытыми слоем с низкой концентрацией атомов калия ($n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$), с потоком тепла между двумя чистыми поверхностями Cu(100). При расстоянии $d = 1 \text{ нм}$ поток тепла между покрытыми адсорбатами поверхностями увеличивается на пять порядков по сравнению с потоком тепла между чистыми поверхностями и на семь порядков по сравнению с излучением черного тела. Однако этого увеличения не происходит, если только одна поверхность покрыта адсорбатами. При $d \gg b$ численные результаты могут быть аппроксимированы формулой

$$S \approx 5,6 \times 10^{-24} \frac{n_a^2}{d^4} [\text{Вт м}^{-2}], \quad (54)$$

где d измеряется в ангстремах.

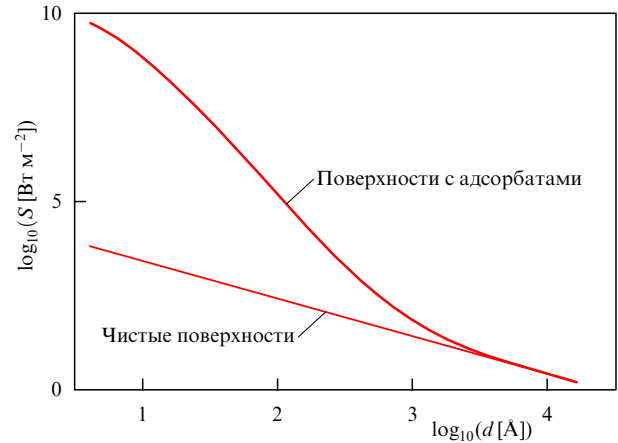


Рис. 8. Потоки тепла S между двумя поверхностями, покрытыми адсорбатами, и между двумя чистыми поверхностями. Одно тело находится при нулевой температуре, другое — при $T = 273 \text{ К}$. Параметры соответствуют К/Cu(001) и Cu(001) [72] ($\omega_{\perp} = 1,9 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{\parallel} = 4,5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\eta_{\parallel} = 2,8 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\eta_{\perp} = 1,6 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $e^* = 0,88e$).

При $d < b$ макроскопический подход становится неприменимым и необходимо суммировать потоки тепла между каждой парой адсорбированных атомов. При $\eta = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и $d < 10 \text{ А}$, когда одна поверхность находится при $T = 300 \text{ К}$, а другая — при $T = 0$, из (49) получим не зависящую от расстояния передачу тепла $P \approx 10^{-9} \text{ Вт}$. В этом случае при $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ поток тепла составляет $S \approx P n_a \approx 10^9 \text{ Вт м}^{-2}$. При тех же самых условиях вклад в поток тепла между чистыми поверхностями за счет s-волн значительно меньше: $S_{\text{clean}} \approx 10^6 \text{ Вт м}^{-2}$. Таким образом, туннелирование между колебательными состояниями адсорбатов может значительно увеличить передачу тепла между поверхностями.

Интересно отметить, что в случае сильной связи ($8C/d^3 \gg \eta$) передача тепла между двумя молекулами не зависит от динамических дипольных моментов молекул (см. (49)). Однако в противоположном случае слабой связи ($8C/d^3 \ll \eta$) передача тепла пропорциональна произведению динамических дипольных моментов (см. (50)).

4.5. Радиационная передача тепла между малой частицей и плоской поверхностью

Проблема передачи тепла между малой частицей (точечным диполем) и плоской поверхностью рассматривалась несколькими авторами [2, 6, 43]. Частица, которая представляет собой отдельную молекулу или частицу пыли, может моделироваться сферой радиусом $R \ll d$, где d — расстояние между частицей и поверхностью. Поток тепла может быть вычислен из скорости работы, совершаемой флуктуирующим электромагнитным полем над электронами частицы:

$$P = -\frac{dW}{dt} = -\int d^3r \langle \mathbf{j} \mathbf{E} \rangle. \quad (55)$$

При $R \ll d$ частицу можно рассматривать как точечный диполь, расположенный в точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$, что дает [43]

$$P = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega [P_1(\omega) - P_2(\omega)] \sum_{l=x,y,z} \frac{\operatorname{Im} \alpha(\omega) \operatorname{Im} D_{ll}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)}{|1 - \alpha(\omega) D_{ll}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)|^2}, \quad (56)$$

где T_1 и T_2 — температуры частицы и подложки соответственно, $D_{II}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — функция Грина электромагнитного поля подложки. В случае сферической частицы ее поляризуемость определяется формулой

$$\alpha = \frac{\varepsilon_p - 1}{\varepsilon_p + 2} R^3. \quad (57)$$

В нерезонансном случае знаменатель в (56) близок к единице и для расстояний $R \ll d \ll \lambda_T$ получаем [43]

$$P = 2 \frac{\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega (n(\omega, T_1) - n(\omega, T_2)) \times \\ \times \int_0^\infty dq q^2 \exp(-2qd) \times \\ \times \left\{ 2 \operatorname{Im} R_p(\omega) \operatorname{Im} \alpha(\omega) + \left(\frac{\omega}{cq} \right)^2 \operatorname{Im} R_s(\omega) \operatorname{Im} \alpha(\omega) \right\}. \quad (58)$$

Вклад от s-волн превышает вклад от p-волн при $d > \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-1/2}$, что для типичных металлов при комнатной температуре дает $d > 30$ нм.

Как показано в [2], большая передача тепла ожидается для материалов с большим сопротивлением. В этом случае поток тепла между сферой и гладкой поверхностью определяется формулой [2, 43]

$$P_p \approx \frac{2\pi^2}{5} \left(\frac{R}{d} \right)^3 \frac{k_B^4}{16\pi^2 \hbar^3 \sigma_{12}} (T_1^4 - T_2^4), \quad (59)$$

где $\sigma_{1(2)}$ — проводимость подложки (сферы). Тепловой поток (59) достигает максимума при $k_B T / 4\pi \hbar \sigma \approx 1$. В этом случае для частицы при комнатной температуре и холодной подложки при $d = 2R = 10$ нм получаем $P_p/d^2 \approx 10^7$ Вт м⁻². Этот результат можно сравнить с потоком тепла за счет излучения черного тела [4, 16, 17]:

$$S_{BB} = \frac{1}{8\pi^3} \int_0^\infty d\omega [P_1(\omega) - P_2(\omega)] \times \\ \times \int_{q < \omega/c} d^2 q (1 - |R_p(\omega)|^2) + [p \rightarrow s] = \\ = 0,4 \frac{k_B^4 T_1^4}{\hbar^3 c^2} \left(\frac{k_B T_1}{4\pi \hbar \sigma} \right)^{1/2} - [T_1 \rightarrow T_2], \quad (60)$$

где $[p \rightarrow s]$ и $[T_1 \rightarrow T_2]$ обозначают члены, которые могут быть получены из впереди стоящих членов с помощью замен $R_p \rightarrow R_s$ и $T_1 \rightarrow T_2$ соответственно. Для поверхностей, одна из которых находится при комнатной температуре, а другая — при нулевой, при $k_B T / \hbar \approx 4\pi \sigma$ формула (60) дает $S_{BB} \approx 100$ Вт м⁻². Таким образом, частица может приводить к локальному увеличению нагрева поверхности по сравнению с нагревом при однородном излучении черного тела.

В случае, когда подложка и частица состоят из одного материала и могут иметь поверхностные плазмоны с частотами ω_{ss} и ω_{sp} соответственно, в двухполюсном приближении мощность передачи тепла между ними определяется формулой

$$P = \frac{3\Gamma R}{d} \left\{ [P_1(\omega_{sp}) - P_2(\omega_{sp})] + [\omega_{sp} \rightarrow \omega_{ss}] \right\}. \quad (61)$$

Для SiC с $\omega_{ss} = 1,79 \times 10^{14}$ с⁻¹ и $\omega_{sp} = 1,76 \times 10^{14}$ с⁻¹ при $d = 10$ нм, $R = 5$ нм, $T_1 = 300$ К и $T_2 = 0$ формула (61) дает $P \approx 1,6 \times 10^{-10}$ Вт. Отметим, что значительно большего эффекта можно достичь, если поверхности

покрыты адсорбатами с близкими частотами [4, 5] (см. раздел 4.4).

4.6. Локальный нагрев поверхности наконечником атомного силового микроскопа

Наконечник атомного силового микроскопа с радиусом кривизны $R \gg d$ может быть аппроксимирован сферой с радиусом R . В этом случае передача тепла между наконечником и подложкой может быть вычислена по приближенной формуле [68, 69]

$$P = 2\pi \int_0^\infty d\rho \rho S(z(\rho)), \quad (62)$$

где предполагается, что наконечник имеет цилиндрическую симметрию относительно оси z . Здесь $z(\rho)$ — расстояние от поверхности наконечника до поверхности подложки как функция расстояния ρ от оси симметрии наконечника; поток тепла на единицу поверхности $S(z(\rho))$ определяется значением для гладких поверхностей. Эта схема была предложена в [68] для вычисления взаимодействия Ван-дер-Ваальса; в этом случае ошибка вычисления силы взаимодействия обычно не превышает 5–10 % (25 % в худшем случае) [69]. Можно предположить, что такая схема верна и для вычисления передачи тепла. Предположим, что наконечник имеет параболическую форму, задаваемую в цилиндрических координатах (z, ρ) формулой $z = d + \rho^2/2R$, где d — расстояние от нижней точки наконечника до подложки. Если

$$S = \frac{C}{(d + \rho^2/2R)^n}, \quad (63)$$

то

$$P = \frac{2\pi R}{n-1} \frac{C}{d^{n-1}} = \frac{2\pi R d}{n-1} S(d) \equiv A_{\text{eff}} S(d), \quad (64)$$

где C — константа, не зависящая от d , n — показатель степени, который определяет закон изменения S с расстоянием d , A_{eff} — эффективная площадь наконечника. В более общем случае, для того чтобы определить передачу тепла между наконечником и подложкой, необходимо использовать численное интегрирование.

В качестве иллюстрации рассмотрим передачу тепла между наконечником и подложкой, сделанными из SiC. Из соотношений (64) и (40) при $T_t = 300$ К и холодной поверхности подложки ($T_s = 0$) и $R \gg d$ получим скорость передачи тепла $P(d) = 5,2 \times 10^{-10} (R/d)$ [Вт].

4.7. Наномасштабная "тепловая печать"

В работе [70] было высказано предположение, что оптика ближнего поля может использоваться для записи чрезвычайно тонких деталей интегральных схем. Основная идея заключалась в том, что компоненты электромагнитного поля, имеющие короткие длины волн (и поэтому пригодные для высокого разрешения), естественно, являются неоднородными и не дают вклада в области дальнего поля. Поэтому тонкие детали шаблонной маски будут быстро исчезать при удалении от маски. Однако если матрицу поместить вблизи от маски, то тонкие детали могут быть разрешены. Грубо говоря, расстояние между маской и матрицей должно быть того же порядка, что и размеры деталей маски, которые необходимо разрешить.

Эта идея получила развитие в работе [2], где была предложена "тепловая печать". Можно представить себе

маску, на поверхность которой нанесен узор из чередующихся сильно отражающих (и поэтому слабо излучающих) материалов, а также другого материала, обеспечивающего максимум излучения неоднородных волн. Используя такие покрытые адсорбатами структуры, можно получить "тепловую печать" с атомным разрешением.

5. Трение Ван-дер-Ваальса

5.1. Общий формализм

Существуют два подхода в теориях взаимодействия Ван-дер-Ваальса и трения Ван-дер-Ваальса. В первом подходе флуктуирующее электромагнитное поле рассматривается как классическое поле, которое может быть определено из уравнений Максвелла с флуктуирующей плотностью тока в качестве источника поля и подходящими граничными условиями. Этот подход использовался Лифшицем в теории взаимодействия Ван-дер-Ваальса и нами [27, 38] в теории трения Ван-дер-Ваальса. Расчет трения Ван-дер-Ваальса более сложен, чем расчет взаимодействия Ван-дер-Ваальса, потому что требует решения электродинамической задачи с подвижными границами. Это решение можно найти, записывая граничные условия на поверхности каждого тела в системе отсчета, в которой тело покоится. Связь между полями в различных системах отсчета может быть найдена с помощью преобразований Лоренца. Преимущество этого подхода состоит в том, что в принципе он может использоваться при произвольных относительных скоростях. Однако для тел со сложной геометрией вычисления становятся очень сложными. Известны решения для трения Ван-дер-Ваальса между двумя параллельными плоскими поверхностями [27, 38] и между малой частицей и плоской поверхностью [43].

Во втором подходе электромагнитное поле рассматривается в рамках квантовой теории поля. В работе [36] этот подход использовался для расчета взаимодействия Ван-дер-Ваальса между произвольными покоящимися средами.

Для двух тел, медленно движущихся относительно друг друга со скоростью $\mathbf{v}$, сила, действующая на каждое из тел, может быть записана в виде $\mathbf{F} = \mathbf{F}_0 - \vec{\Gamma} \mathbf{v}$, где адиабатическая сила $\mathbf{F}_0$ не зависит от скорости $\mathbf{v}$, $\vec{\Gamma}$ — так называемый тензор трения,

$$\vec{\Gamma} = (k_B T)^{-1} \text{Re} \int_0^\infty dt \langle \hat{\mathbf{F}}(t) \hat{\mathbf{F}}(0) \rangle, \quad (65)$$

оператор $\langle \dots \rangle$ обозначает тепловое усреднение коррелятора флуктуирующей силы в состоянии равновесия при фиксированном расстоянии между телами, $\hat{\mathbf{F}}(t)$ — оператор силы в представлении Гейзенберга.

Фактически, формула (65) является следствием флуктуационно-диссипативной теоремы [59]. Для случая взаимодействия между локализованной и протяженной системами формула (65) была получена несколькими авторами (Schaich [71] (1974 г.), d'Agliano et al. [72] (1975 г.), Nourtier [73] (1977 г.)). Формула (65) также справедлива для двух протяженных тел. В теории трения Ван-дер-Ваальса (65) впервые использовалась Schaich и Harris [44], которые, однако, не смогли получить правильную конечную формулу для тензора трения.

В случае протяженных сред оператор флуктуирующей силы может быть выражен через оператор тензора напряжения $\hat{\sigma}_{ik}$:

$$\hat{F}_i = \int dS_k \hat{\sigma}_{ik}, \quad (66)$$

где интегрирование проводится по поверхности одного из тел,

$$\hat{\sigma}_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[E_i E_k + B_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} (E^2 + B^2) \right], \quad (67)$$

E_i, B_i — операторы напряженности электрического поля и индукции магнитного поля соответственно. Корреляционная функция сила–сила может быть вычислена с помощью методов квантовой теории поля [58, 74]. Такие расчеты описаны в [51]. Преимущество этого подхода состоит в том, что он сводится к нахождению функций Грина электромагнитного поля для равновесной системы с фиксированными границами. Поэтому этот метод может быть применен для тел со сложной геометрией. Однако его применение ограничивается малыми скоростями.

5.2. Трение Ван-дер-Ваальса

между двумя плоскими поверхностями

при параллельном относительном движении и произвольных относительных скоростях

Фрикционное напряжение $\sigma_{||}$, которое действует на поверхности двух тел при их параллельном относительном движении с произвольной скоростью, определяется формулой [38]

$$\begin{aligned} \sigma_{||} = & \frac{\hbar}{8\pi^3} \int_0^\infty d\omega \int_{q < \omega/c} d^2 q q_x \left\{ \frac{(1 - |R_{1p}|^2)(1 - |R_{2p}^-|^2)}{|1 - \exp(2i\gamma d) R_{1p} R_{2p}^-|^2} \times \right. \\ & \times (n(\omega - q_x v) - n(\omega)) + [R_p \rightarrow R_s] \Big\} + \\ & + \frac{\hbar}{2\pi^3} \int_0^\infty d\omega \int_{q > \omega/c} d^2 q q_x \exp(-2|\gamma|d) \times \\ & \times \left\{ \frac{\text{Im } R_{1p} \text{Im } R_{2p}^-}{|1 - \exp(-2|\gamma|d) R_{1p} R_{2p}^-|^2} (n(\omega - q_x v) - n(\omega)) + \right. \\ & \left. + [R_p \rightarrow R_s] \right\}, \quad (68) \end{aligned}$$

где $n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$, выражение $[R_p \rightarrow R_s]$ обозначает член, который получается из стоящего перед ним в результате замены амплитуды отражения $R_p(\omega)$ для р-поляризованных электромагнитных волн амплитудой отражения $R_s(\omega)$ для s-поляризованных электромагнитных волн; $R_{p(s)}^\pm = R_{p(s)}(\omega \pm q_x v)$. Формула (68) получена нами [38] с использованием динамической модификации теории Лифшица [49] для взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Первый член в (68) определяет вклад в трение от бегущих волн ($q < \omega/c$), а второй член — от неоднородных волн ($q > \omega/c$). Можно показать, что (68) справедлива в общем случае, когда принимается во внимание дисперсия диэлектрической функции [27]. В незапаздывающем пределе ($c \rightarrow \infty$) при малых скоростях v (68) сводится к формуле, полученной Перссоном и

Жаном [48], а в незапаздывающем пределе при нулевой температуре — к формуле Пендри [37].

Из сравнения (68) с формулой (23) для радиационной передачи тепла можно увидеть важное различие в отношении типов элементарных возбуждений, которые играют наиболее существенную роль в этих явлениях. Для радиационной передачи тепла все типы элементарных возбуждений, которые могут испытывать тепловое возбуждение, играют одинаково важную роль. В случае трения Ван-дер-Ваальса наиболее существенны низкочастотные возбуждения, которые могут поглощать и излучать большое количество импульсов, но малое количество энергии. Такие низкочастотные колебания могут быть связаны с колебаниями массивных частиц. В частности, параллельные поверхности колебания адсорбатов на поверхности металла характеризуются очень низкими частотами.

5.2.1. Обсуждение общей формулы и предельных случаев.

При $d \ll \lambda_T$ можно пренебречь первым членом (68), а второй член может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} = & \frac{\hbar}{2\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_0^{\infty} dq_x q_x \exp(-2qd) \times \\ & \times \left\{ \int_0^{\infty} d\omega [n(\omega) - n(\omega + q_x v)] \times \right. \\ & \times \left(\frac{\text{Im } R_{1p}^+ \text{Im } R_{2p}}{|1 - \exp(-2qd) R_{1p}^+ R_{2p}|^2} + [1 \leftrightarrow 2] \right) - \\ & - \int_0^{q_x v} d\omega \left(n(\omega) + \frac{1}{2} \right) \times \\ & \times \left. \left(\frac{\text{Im } R_{1p}^- \text{Im } R_{2p}}{|1 - \exp(-2qd) R_{1p}^- R_{2p}|^2} + [1 \leftrightarrow 2] \right) + [p \rightarrow s] \right\}. \end{aligned} \quad (69)$$

При нулевой температуре для $\omega > 0$ $n(\omega) = 0$ и трение определяется формулой [37]

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel} = & -\frac{\hbar}{4\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_0^{\infty} dq_x q_x \exp(-2qd) \times \\ & \times \left\{ \int_0^{q_x v} d\omega \left(\frac{\text{Im } R_{1p}^- \text{Im } R_{2p}}{|1 - \exp(-2qd) R_{1p}^- R_{2p}|^2} + [1 \leftrightarrow 2] \right) + \right. \\ & \left. + [p \rightarrow s] \right\}. \end{aligned} \quad (70)$$

В приближении локальной оптики при $d < \lambda_T |\varepsilon(\omega_T)|^{-1/2}$ амплитуда отражения для р-поляризованных электромагнитных волн определяется формулой (34). Подставляя (34) в (70) и используя для диэлектрической функции формулу (27), в предельных случаях малых и больших скоростей получим

$$\sigma_{\parallel} = \frac{15}{2^7 \pi^2} \frac{\hbar v}{d^4} \left(\frac{v}{4\pi\sigma d} \right)^2 \quad \text{при } v \ll 4\pi\sigma d, \quad (71)$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{\hbar(4\pi\sigma)^2}{2\pi^2 d^2 v} \ln \left(\frac{v}{4\pi\sigma d} \right) \quad \text{при } v \gg 4\pi\sigma d. \quad (72)$$

Например, для хороших проводников с проводимостью $\sigma = 10^{17} \text{ с}^{-1}$ при $d = 1 \text{ нм}$ и $v = 1 \text{ м с}^{-1}$ трение очень 2 УФН, т. 177, № 9

мало: $\sigma_{\parallel} \approx 10^{-18} \text{ Н м}^{-2}$ (для сравнения, трение, наблюдавшееся в эксперименте [11], соответствует $\sigma_{\parallel} \sim 1 \text{ Н м}^{-2}$). Трение увеличивается, когда проводимость уменьшается, но существует предел этого увеличения. Формулы (71), (72) получены в приближении локальной оптики. Ясно, что они становятся неприменимыми, если характерная длина изменения поля оказывается соизмеримой с расстоянием между частицами (в квантовом случае — с длиной волны электрона на уровне Ферми). Так как проводимость пропорциональна концентрации электронов, то это приводит к минимальной проводимости, для которой теория еще справедлива, и соответственно к максимальному значению силы трения. Например, в модели Друде проводимость определяется формулой

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}, \quad (73)$$

в которой время свободного пробега τ не может быть меньше, чем $\sim 10^{-16} \text{ с}$. Наименьшее значение концентрации электронов ограничено условием справедливости макроскопической теории, которое состоит в том, что среднее расстояние между электронами должно быть значительно меньше характерного расстояния изменения поля, определяемого расстоянием d , поэтому $n_{\min} > d^{-3}$. Следовательно, при $d = 1 \text{ нм}$ проводимость не может быть меньше, чем $\sigma_{\min} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и, значит, при $v = 1 \text{ м с}^{-1}$ и нулевой температуре для металлов трение не может превышать значения $10^{-13} \text{ Н м}^{-2}$.

5.3. Трение Ван-дер-Ваальса между плоскими поверхностями при конечных температурах

в линейном по скорости приближении

В случае $v < dk_B T/\hbar$ (при $d = 1 \text{ нм}$ и $T = 300 \text{ К}$ скорость $v < 10^3 \text{ м с}^{-1}$) при вычислении трения можно ограничиться линейным по скорости приближением. Тогда фрикционное напряжение, которое действует на поверхности тел, может быть записано в виде $\sigma = \gamma v$. Коэффициент трения $\gamma_{\parallel}$ при параллельном поверхности относительном движении можно представить как $\gamma_{\parallel} = \gamma_{\parallel}^{\text{rad}} + \gamma_{\parallel}^{\text{evan}}$. При таком движении вклад в коэффициент трения от бегущих электромагнитных волн дается формулой

$$\begin{aligned} \gamma_{\parallel}^{\text{rad}} = & \frac{\hbar}{8\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_0^{\omega/c} dq q^3 \times \\ & \times \frac{(1 - |R_{1p}|^2)(1 - |R_{2p}|^2)}{|1 - \exp(2i\gamma d) R_{1p} R_{2p}|^2} + [p \rightarrow s], \end{aligned} \quad (74)$$

а вклад от неоднородных волн — формулой

$$\begin{aligned} \gamma_{\parallel}^{\text{evan}} = & \frac{\hbar}{2\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_{\omega/c}^{\infty} dq q^3 \exp(-2|\gamma|d) \times \\ & \times \text{Im } R_{1p} \text{Im } R_{2p} \frac{1}{|1 - \exp(-2|\gamma|d) R_{1p} R_{2p}|^2} + [p \rightarrow s]. \end{aligned} \quad (75)$$

При нормальном относительном движении вклад в коэффициент трения от бегущих электромагнитных

волн выражается в виде

$$\begin{aligned} \gamma_{\perp}^{\text{rad}} = & \frac{\hbar}{4\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_0^{\omega/c} dq q \gamma^2 \times \\ & \times \left[(1 - |R_{1p} R_{2p}|^2)^2 + |(1 - |R_{1p}|^2) R_{2p} \exp(i\gamma d) + \right. \\ & \left. + (1 - |R_{2p}|^2) R_{1p}^* \exp(-i\gamma d) |^2 \right] \times \\ & \times \frac{1}{|1 - \exp(2i\gamma d) R_{1p} R_{2p}|^4} + [p \rightarrow s], \end{aligned} \quad (76)$$

а вклад от неоднородных электромагнитных волн — в виде

$$\begin{aligned} \gamma_{\perp}^{\text{evan}} = & \frac{\hbar}{\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \int_{\omega/c}^{\infty} dq q |\gamma|^2 \exp(-2|\gamma|d) \times \\ & \times \left[(\text{Im } R_{1p} + \exp(-2|\gamma|d) |R_{1p}|^2 \text{Im } R_{2p}) \times \right. \\ & \times (\text{Im } R_{2p} + \exp(-2|\gamma|d) |R_{2p}|^2 \text{Im } R_{1p}) + \\ & \left. + \exp(-2|\gamma|d) (\text{Im } (R_{1p} R_{2p}))^2 \right] \times \\ & \times \frac{1}{|1 - \exp(-2|\gamma|d) R_{1p} R_{2p}|^4} + [p \rightarrow s]. \end{aligned} \quad (77)$$

Формулы (74)–(77) впервые были получены в [27, 38] на основе полуклассической теории флуктуирующего электромагнитного поля. Альтернативный вывод этих формул с использованием методов квантовой теории поля дан в [51].

Существует принципиальная разница между коэффициентами трения для нормального и параллельного относительных движений, связанная с различием знаменателей в формулах для коэффициента трения. Условие резонанса соответствует случаю, когда знаменатели в формулах (75)–(77), которые связаны с многократным отражением электромагнитных волн от противоположных поверхностей, становятся малыми. При резонансе подынтегральное выражение в (77) имеет большой множитель $\sim 1/R_i^2$, где R_i — мнимая часть амплитуды отражения, тогда как в случае параллельного относительного движения такого усиливающего множителя нет.

Для хороших металлов ($k_B T / (4\pi\hbar\sigma) \ll 1$), используя (77), при $\lambda_T [k_B T / (4\pi\hbar\sigma)]^{3/2} < d < \lambda_T [4\pi\hbar\sigma / (k_B T)]^{1/2}$ получим

$$\gamma_{\perp p}^{\text{evan}} \approx 0,13 \frac{\hbar}{d^3 \lambda_T} \left(\frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \right)^{1/2}, \quad (78)$$

а при $d < \lambda_T [k_B T / (4\pi\hbar\sigma)]^{3/2}$ —

$$\gamma_{\perp p}^{\text{evan}} \approx \frac{\hbar}{d^4} \left(\frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \right)^2 \left(1 + \ln \frac{\hbar\sigma}{2k_B T} \right). \quad (79)$$

Последний вклад будет доминировать для металлов, имеющих не слишком большую проводимость ($k_B T / (4\pi\hbar\sigma) \approx 1$).

Для сравнения, вклад от р-поляризованных электромагнитных волн при параллельном относительном движении $d < \lambda_c = \lambda_T |e(\omega = k_B T / \hbar)|^{-1/2}$ определяется фор-

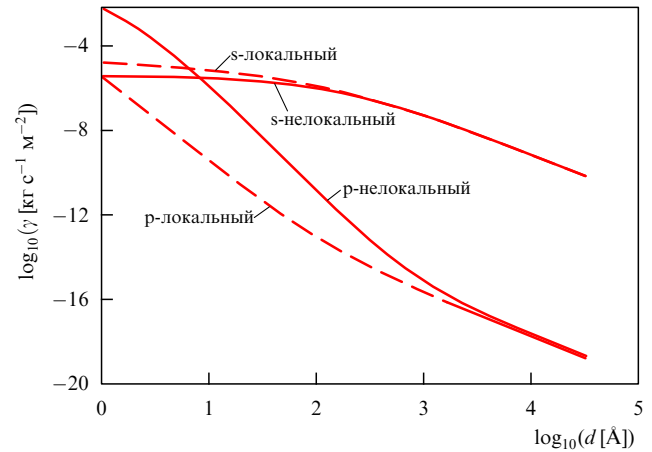


Рис. 9. Коэффициент трения для двух гладких поверхностей при их параллельном относительном движении как функция расстояния d при $T = 273$ К. Параметры соответствуют меди ($\tau = 2,5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 1,6 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$). Отдельно показаны вклады от s- и р-поляризованных электромагнитных волн. Сплошные и штриховые кривые получены с использованием нелокального диэлектрического формализма и приближения локальной оптики соответственно.

мулой [3, 38]

$$\gamma_{\parallel p}^{\text{evan}} \approx 0,3 \frac{\hbar}{d^4} \left(\frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \right)^2. \quad (80)$$

Интересно отметить, что при нормальном относительном движении, в отличие от параллельного относительного движения, для хороших проводников практически при всех $d > 0$ основной вклад в трение связан с эффектами запаздывания, так как (78), в противоположность формуле (80), содержит скорость света.

Из соотношения (77) получаем вклад в трение от s-волн при $d < \lambda_c$:

$$\gamma_{\perp s}^{\text{evan}} \approx 10^{-2} \frac{\hbar}{\lambda_c^4} \left(3 - 5 \ln \frac{2d}{\lambda_c} \right). \quad (81)$$

При параллельном относительном движении $\gamma_{\parallel s}^{\text{evan}} = 0,5 \gamma_{\perp s}^{\text{evan}}$.

Рисунок 9 показывает вклад в коэффициент трения $\gamma_{\parallel}$ за счет неоднородных электромагнитных волн для двух полубесконечных тел при параллельном относительном движении с параметрами, соответствующими меди ($\tau^{-1} = 2,5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 1,6 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$), при $T = 273$ К. Результат для нормального относительного движения для тех же тел показан на рис. 10. В обоих случаях вклады от s- и р-волн представлены раздельно. Штриховыми кривыми показаны результаты, полученные без учета пространственной дисперсии диэлектрической функции, а сплошные кривые соответствуют результатам, полученным с использованием нелокального диэлектрического формализма, который был предложен много лет назад для изучения аномального скин-эффекта [75]. В этом формализме учитывается пространственная дисперсия диэлектрической функции. Из рисунка 9 видно, что при достаточно малых расстояниях ($d < 1000 \text{ Å}$) и параллельном относительном движении эффекты нелокальной оптики становятся важными для вклада от р-волн. Однако для вклада от s-волн в обоих случаях — и параллельного, и нормального относитель-

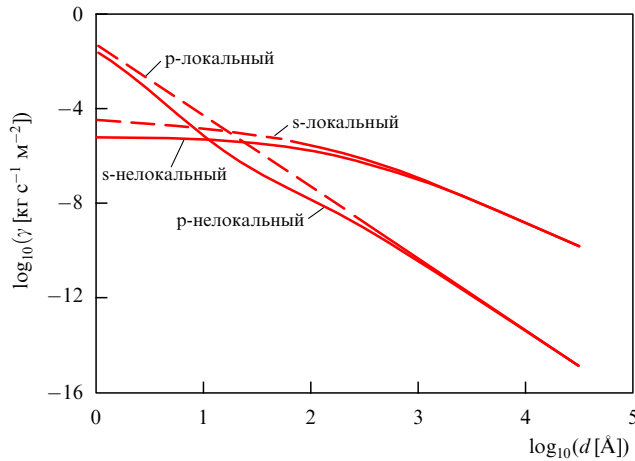


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но для нормального относительного движения поверхностей.

ного движения — эффекты нелокальной оптики пренебрежимо малы практически при всех расстояниях. Для вклада от р-волн при нормальном относительном движении эффекты нелокальной оптики менее важны, чем при параллельным относительным движением.

Для металлов с большим сопротивлением ($k_B T / (4\pi\hbar\sigma) > 1$) при $d < \lambda_c$ получим

$$\gamma_{\perp} \approx 0,48 \frac{\hbar}{d^4} \frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \quad (82)$$

и $\gamma_{\parallel} \approx 0,1\gamma_{\perp}$. Таким образом, в отличие от потока тепла, трение Ван-дер-Ваальса расходится в пределе $\sigma \rightarrow 0$. В действительности, трения, конечно, не должно быть в этом пределе, потому что проводимость пропорциональна концентрации свободных электронов n и трение должно исчезать, когда n обращается в нуль. Природа этого противоречия заключается в том, что макроскопическая теория оказывается несправедливой при очень низких концентрациях электронов (см. раздел 5.2.1). Минимальная проводимость может быть оценена как (см. раздел 5.2.1)

$$\sigma_{\min} \sim \frac{e^2 \tau}{m d^3},$$

а оценка максимального трения определяется соотношением

$$\gamma_{\max} \sim \frac{\hbar}{d^4} \frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma_{\min}} \sim \frac{mk_B T}{4\pi e^2 \tau d}.$$

Для того чтобы оценить коэффициент трения Γ для наконечника атомного силового микроскопа с радиусом кривизны $R \gg d$, можно использовать приближенную формулу (62), заменив поток тепла, приходящийся на единицу площади, коэффициентом трения на единицу площади. Используя это приближение, получим максимальный коэффициент трения для сферического наконечника:

$$\Gamma_{\max}^s \sim \gamma_{\max} d R \sim \frac{mk_B T R}{4\pi e^2 \tau}. \quad (83)$$

При $\tau \sim 10^{-16}$ с, $R \sim 1$ мкм и $T = 300$ К значение $\Gamma_{\max}^s \sim 10^{-14}$ кг с⁻¹. Это трение только на один порядок меньше трения, наблюдавшегося в эксперименте при $d = 10$ нм [11]. Аналогично, в случае цилиндрического

наконечника

$$\Gamma_{\max}^c \sim \gamma_{\max} \sqrt{dR} w \sim \frac{mk_B T R^{1/2} w}{4\pi e^2 \tau d^{1/2}}, \quad (84)$$

где w — ширина наконечника. При $w = 7$ мкм, $d = 10$ нм и остальных параметрах, тех же, что и выше, получим трение, которое на один порядок больше, чем наблюдавшееся в эксперименте. Таким образом, трение Ван-дер-Ваальса между материалами с большим сопротивлением может измеряться с помощью современной экспериментальной техники.

5.4. Усиление трения Ван-дер-Ваальса при резонансном туннелировании

5.4.1. Усиление трения Ван-дер-Ваальса за счет поверхностных поляритонов. Как и в случае радиационной передачи тепла, трение Ван-дер-Ваальса может сильно возрастать при резонансном туннелировании фотонов между поверхностными состояниями, такими как поверхностные поляритоны или колебательные моды адсорбатов. Используя те же самые приближения, что и при выводе (38), в случае резонанса получим [27]

$$\gamma_{\perp} = \frac{3}{128} \frac{\hbar^2 \omega_a^2}{d^4 k_B T \eta} \frac{1}{\sinh^2(\hbar \omega_0 / 2 k_B T)}, \quad (85)$$

$$\gamma_{\parallel} = \frac{\hbar^2 \eta q_c^4}{128 \pi k_B T} \frac{1}{\sinh^2(\hbar \omega_0 / 2 k_B T)}. \quad (86)$$

Усиление трения Ван-дер-Ваальса за счет резонансного туннелирования фотонов возможно для таких двух поверхностей полупроводников, которые могут иметь низкочастотные поверхностные плазмоны или поверхностные поляритоны. В качестве примера рассмотрим две чистые поверхности карбида кремния. Используя параметры, описывающие оптические свойства SiC (см. раздел 4.3), получим $\gamma_{\perp} = 4,2 \times 10^3 / d^4$ [кг с⁻¹ м⁻²] и $\gamma_{\parallel} = 2,2 \times 10^2 / d^4$ [кг с⁻¹ м⁻²], где расстояние d измеряется в ангстремах. Отметим, что трение между двумя поверхностями полупроводников на четыре порядка больше, чем трение между чистыми поверхностями хороших проводников (см. рис. 9, 10).

5.4.2. Усиление трения Ван-дер-Ваальса за счет колебательных мод адсорбатов. Другой механизм усиления трения Ван-дер-Ваальса связан с резонансным туннелированием фотонов между колебательными модами адсорбатов, локализованными на различных поверхностях. В работах [26, 27] показано, что резонансное туннелирование между двумя поверхностями, отделенными друг от друга расстоянием $d = 1$ нм и покрытыми слоем с низкой концентрацией атомов калия, приводит к увеличению трения на шесть порядков по сравнению с трением между чистыми поверхностями. Еще большее увеличение трения Ван-дер-Ваальса происходит в случае адсорбции Cs на Cu(100). В этом случае даже при покрытиях $\theta \geq 0,1$ адсорбированный слой имеет акустическую ветвь для колебаний, параллельных поверхности [67]. Это означает, что для этих колебаний $\omega_{\parallel} = 0$ и согласно (52) при низких частотах амплитуда отражения определяется формулой

$$R_p = 1 - \frac{2q a \omega_q^2}{\omega^2 - \omega_q^2 + i \omega \eta}, \quad (87)$$

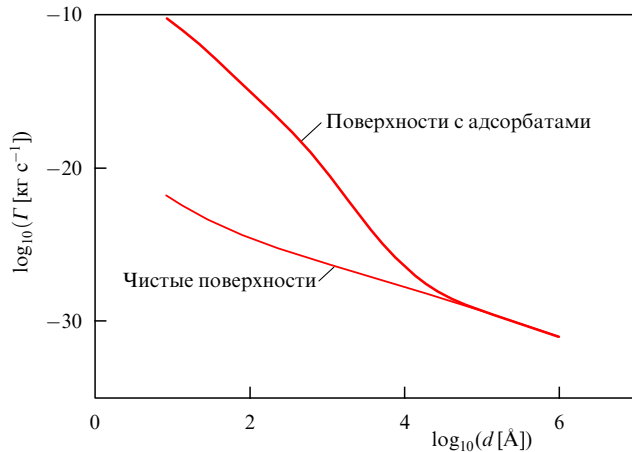


Рис. 11. Коэффициент трения как функция расстояния d между медным наконечником и медным образцом, поверхности которых покрыты слоем с низкой концентрацией атомов цезия. Цилиндрический наконечник имеет радиус кривизны $R = 1$ мкм и ширину $w = 7$ мкм. Другие параметры соответствуют Cs/Cu(100) при покрытии $\theta = 0,1$ [59, 72]: $e^* = 0,28e$, $\eta = 3 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, $a = 2,94 \text{ Å}$; $T = 293 \text{ К}$.

где $\omega_q^2 = 4\pi n_a e^{*2} a q^2 / M$, e^* — заряд иона, a — расстояние от центра иона до плоскости отображения. Подстановка (87) в (75) при

$$\frac{a}{\eta d} \sqrt{\frac{4\pi n_a e^{*2} a}{M d^2}} \ll 1$$

даёт

$$\gamma_{\parallel} \approx 0,62 \frac{k_B T a^2}{\eta d^6}. \quad (88)$$

Интересно отметить, что зависимость $\gamma_{\parallel}$ от n_a , e^* и M исчезает в формуле (88). Однако формула (87) справедлива только при наличии акустических колебаний в адсорбированном слое. Для Cs, адсорбированного на поверхности Cu(100), акустические колебания существуют только при покрытиях $\theta \geq 0,1$ [67]. Коэффициент трения для наконечника атомного силового микроскопа может быть оценен с использованием такого же приближения, что и в формуле (62). Используя это приближение и формулу (88), для цилиндрического наконечника получим

$$\Gamma_{\parallel}^c \approx 0,68 \frac{k_B T a^2 R^{0,5} w}{\eta d^{5,5}}, \quad (89)$$

где R — радиус кривизны наконечника, w — его ширина. Для адсорбции Cs на Cu(100) параметр затухания η был оценен [55] как $\eta \approx 3 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$. Используя это значение η в (89), при $a = 2,94 \text{ Å}$ [67], $R = 1$ мкм, $w = 7$ мкм, $T = 293 \text{ К}$ и $d = 10 \text{ нм}$ получим $\Gamma_{\parallel} = 0,5 \times 10^{-13} \text{ кг·с}^{-1}$, что только в три раза меньше коэффициента трения, наблюдавшегося в [11] при этом же расстоянии. Однако трение Ван-дер-Ваальса характеризуется более сильной зависимостью от расстояния ($\sim 1/d^{5,5}$) по сравнению с экспериментальным результатом ($\sim 1/d^n$, где $n = 1,3 \pm 0,2$). Таким образом, при меньших расстояниях трение Ван-дер-Ваальса может оказаться значительно больше трения, наблюдавшегося в [11] и может быть измерено экспериментально. Рисунок 11 показывает, как коэффициент трения зависит от расстояния d между медным наконеч-

ником и медной подложкой в случаях, когда поверхности наконечника и подложки покрыты слоем с низкой концентрацией ионов Cs, и чистых поверхностей. Для сравнения: трение между двумя чистыми поверхностями при $d = 1 \text{ нм}$ на 11 порядков меньше. Однако трение между чистыми поверхностями, показанное на рис. 11, было вычислено в приближении локальной оптики. При параллельном относительном движении эффекты нелокальной оптики очень важны (см. рис. 9) и с учетом этих эффектов при $d = 1 \text{ нм}$ трение между покрытыми адсорбатами поверхностями будет на семь порядков больше, чем трение между чистыми поверхностями.

5.5. Трение Ван-дер-Ваальса

между малой частицей и плоской поверхностью

Сила трения, действующая на малую частицу при ее движении параллельно гладкой поверхности, может быть получена из формулы для силы трения между двумя полубесконечными телами в пределе, когда одно из тел является достаточно разреженным. Это означает, что диэлектрическая функция этого тела, например тела 2, близка к единице, т.е. $\epsilon_2 - 1 \rightarrow 4\pi n \alpha_2 \ll 1$, где n — концентрация частиц в теле 2, α_2 — их поляризуемость. В приближении, линейном по концентрации частиц n , амплитуды отражения определяются формулами

$$R_{2p} \approx 2\pi n \text{Im } \alpha_2, \quad R_{2s} \approx \pi n \text{Im } \alpha_2 \left(\frac{\omega}{cq} \right)^2. \quad (90)$$

Сила трения, действующая на частицу, движущуюся параллельно плоской поверхности, может быть получена как отношение изменения фрикционного напряжения сдвига при смещении тела 2 на малое расстояние dz и числа частиц в слое толщиной dz :

$$\begin{aligned} F_{\text{fric}} = \frac{1}{n} \frac{d\sigma_{\parallel}(z)}{dz} \Big|_{z=d} &= \frac{\hbar}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_0^{\infty} dq_x q_x q \exp(-2qd) \times \\ &\times \left\{ \int_0^{\infty} d\omega [n(\omega) - n(\omega + q_x v)] \times \right. \\ &\times \left[2(\text{Im } R_{1p}(\omega + q_x v) \text{Im } \alpha_2(\omega) + [\omega + q_x v \leftrightarrow \omega]) + \right. \\ &+ \left(\frac{1}{cq} \right)^2 (\omega^2 \text{Im } R_{1s}(\omega + q_x v) \text{Im } \alpha_2(\omega) + \\ &+ [\omega + q_x v \leftrightarrow \omega])] - \int_0^{q_x v} d\omega \left[n(\omega) + \frac{1}{2} \right] \times \\ &\times \left[2(\text{Im } R_{1p}(\omega - q_x v) \text{Im } \alpha_2(\omega) + [\omega - q_x v \leftrightarrow \omega]) + \right. \\ &+ \left(\frac{1}{cq} \right)^2 (\omega^2 \text{Im } R_{1s}(\omega - q_x v) \text{Im } \alpha_2(\omega) + [\omega - q_x v \leftrightarrow \omega])] \Big\}, \end{aligned} \quad (91)$$

где $[\omega \pm q_x v \leftrightarrow \omega]$ — члены, которые могут быть получены из предшествующих им членов при перестановке $\omega \pm q_x v$ и ω .

В линейном по скорости скольжения v приближении из (91) получим $F_{\text{fric}} = -\Gamma_{\parallel} v$, где

$$\begin{aligned} \Gamma_{\parallel} = \frac{\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \right) \int_0^{\infty} dq q^4 \exp(-2qd) \times \\ \times \left[2 \text{Im } R_p(q, \omega) + \left(\frac{\omega}{cq} \right)^2 \text{Im } R_s(q, \omega) \right] \text{Im } \alpha(\omega). \end{aligned} \quad (92)$$

В незапаздывающем пределе (92) сводится к формуле, полученной в работе [50].

Однако формула (92) не учитывает эффекты экранирования, которые становятся важными при малых расстояниях между частицей и поверхностью. Общие формулы для коэффициента трения, которые учитывают эффекты экранирования, были получены в [43] с использованием полуклассической теории флуктуирующего электромагнитного поля. В [51] эти же формулы получены с помощью методов квантовой теории поля.

Для сферической частицы поляризуемость определяется формулой (57) и при $d \gg R$ в нерезонансном случае можно пренебречь эффектами экранирования. В этом случае из (92) ($\Gamma_{\perp} = 2\Gamma_{\parallel}$) в пределе $d < |\varepsilon(\omega = k_B T/\hbar)|^{-1/2} \lambda_T$ следует, что вклады в коэффициент трения за счет р- и s-волн выражаются в виде [43]

$$\Gamma_{\parallel} \approx 3 \frac{\hbar}{d^5} \left(\frac{k_B T}{4\pi\hbar} \right)^2 \sigma_1^{-1} \sigma_2^{-1} R^3, \quad (93)$$

$$\Gamma_{\perp} \approx \frac{\pi^3}{10} \frac{\hbar}{d \lambda_T^4} R^3 \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \quad (94)$$

где σ_1, σ_2 — проводимости подложки и частицы соответственно. При $d = 2R = 10$ нм, $\sigma_1 = \sigma_2 = 4 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$ (что соответствует золоту) получаем очень малое трение: $\Gamma \sim 10^{-29} \text{ кг с}^{-1}$.

Однако трение может сильно увеличиться в случае материалов с большим сопротивлением. Используя (92), в незапаздывающем пределе для материалов с большим сопротивлением ($4\pi\sigma \ll k_B T/\hbar$) в предположении, что частица и подложка имеют одинаковую диэлектрическую функцию $\varepsilon = 1 + 4\pi\sigma/\omega$, получим

$$\Gamma_{\parallel} = 0,9 \frac{k_B T}{4\pi\sigma} \frac{R^3}{d^5}. \quad (95)$$

Как обсуждалось в разделе 5.2.1, макроскопическая теория, которая использовалась при получении (95), справедлива только в случае, когда $\sigma \gg \sigma_{\min} \sim e^2 \tau / m d^3$. При $\sigma \sim \sigma_{\min}$, $d = 2R = 10$ нм и $\tau = 10^{-15} \text{ с}$ формула (95) дает $\Gamma_{\parallel \max} \sim 10^{-18} \text{ кг с}^{-1}$.

Если частица и подложка состоят из одного материала, который может иметь поверхностные поляритоны, то трение определяется формулой

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{9k_B T \eta R^3}{d^5} \left(\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right), \quad (96)$$

где ω_1, ω_2 — частоты поверхностных поляритонов для подложки и частицы соответственно. Если подложка и частица состоят из SiC, то $\omega_1 = 1,79 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_2 = 1,76 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Тогда при $d = 2R = 10$ нм, $\eta = 8,9 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и $T = 300 \text{ К}$ получим коэффициент трения $\Gamma \sim 10^{-21} \text{ кг с}^{-1}$, который на восемь порядков больше коэффициента трения для хороших проводников.

5.6. Трение Ван-дер-Ваальса за счет излучения черного тела

Трение Ван-дер-Ваальса также возникает при движении частицы относительно излучения черного тела, что может происходить при движении частицы в печи на большом расстоянии от стен или в космическом микроволновом фоновом излучении. Этот тип трения не

зависит от положения частицы, т.е. является пространственно однородным. Следствием является универсальное диссипативное торможение, которое действует на любое вещество при движении относительно фотонного газа, находящегося в тепловом равновесии. Для вычисления этого универсального торможения можно использовать тот же подход, что и в разделе 5.5. Предполагая, что размер частицы меньше, чем λ_T , получим коэффициент трения при движении частицы относительно излучения черного тела [80]

$$\Gamma^{BB} = \frac{\beta \hbar^2}{3\pi c^5} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega^5 \text{Im} \alpha(\omega)}{\sinh^2(\beta \hbar \omega/2)}, \quad (97)$$

где $\beta^{-1} = k_B T$.

Титановая печь может работать при температурах до 3000 К. Если пучок атомов, ионов или молекул движется в такой печи, то он будет испытывать торможение за счет трения Ван-дер-Ваальса, связанного с тепловым излучением. Для атома или молекулы поляризуемость α характеризуется линией поглощения при $\omega = \omega_0$. В этом случае $\text{Im} \alpha(\omega) = \alpha_0 \delta(\omega/\omega_0 - 1)$, где α_0 — статическая поляризуемость при $\omega = 0$.

Полагая $m/\tau = \Gamma^{BB}$, где m — масса молекулы и τ — время релаксации, получим

$$\tau = \frac{3\pi m c^5 \hbar^4}{2^6 \alpha_0 (k_B T)^5} \frac{\sinh^2(x)}{x^6}, \quad (98)$$

где $x = \beta \hbar \omega_0/2$. Время релаксации имеет минимум при зависящей от температуры частоте, который совпадает с минимумом функции $f(x) = \sinh^2(x)/x^6$ при $x_m = 2,98$, равным $f(x_m) = 0,137$. Например, ион Ba^+ имеет резонанс при длине волны излучаемого фотона 500 нм, что соответствует энергии фотона 2 эВ. Для этого резонанса при температуре печи 3000 К время релаксации будет находиться вблизи минимума и для ионной поляризуемости $\alpha_0 \approx 1,0 \times 10^{-30} \text{ м}^3$ получим время релаксации $\approx 10^5 \text{ с}$, т.е. один день. Это время релаксации может быть измерено с использованием ионных ловушек.

Считается, что атомы водорода в космосе образовались в результате конденсации протонов и электронов, когда тепловое излучение охладилось приблизительно до $T = 3000 \text{ К}$, так как связь космического излучения с веществом за счет комптоновского рассеяния становится неэффективной при температурах ниже этой температуры конденсации [81]. Однако атомы, ионы и молекулы с поглощением в определенной области частот будут оставаться связанными с космическим излучением, когда температура понижается от температуры конденсации 3000 К до, возможно, 300 К. Эта связь может оказать влияние на структуру и анизотропию космического микроволнового фонового излучения, наблюдавшуюся в недавних экспериментах по изучению космического микроволнового фона [82]. Это может также оказывать влияние на поведение молекул, формирующихся из остатков новых и суперновых и затем испытывающих увлечение со стороны все еще горячего космического микроволнового (т.е. электромагнитного) фона. При значительно более низких температурах будет происходить конденсация макроскопических тел, при которой важными могут стать резонансы, определяемые геометрией тел.

5.7. Трение Ван-дер-Ваальса между двумерными структурами

Трение Ван-дер-Ваальса можно исследовать не только с помощью измерения силы трения при относительном скольжении двух поверхностей. Другой, более элегантный способ наблюдения состоит в пропускании тока через один слой и регистрации эффекта фрикционного увлечения во втором слое, параллельном первому (рис. 12). Такие эксперименты, предложенные Погребинским [83] и Прайсом [84], были осуществлены для двумерных квантовых ям [28–30]. В этих экспериментах две квантовые ямы разделялись диэлектрическим слоем, достаточно толстым для того, чтобы предотвратить туннелирование через него электронов, но допускающим межслойное взаимодействие между ямами посредством флуктуирующего электромагнитного поля. Ток с плотностью $J_2 = n_2 e v$ пропусклся через слой 2 (где n_2 — концентрация носителей во втором слое), как показано схематически на рис. 12. Вследствие близости слоев межслойное взаимодействие будет индуцировать ток в слое 1 за счет фрикционного напряжения $\sigma = \gamma v$, действующего на электроны слоя 1 со стороны движущихся электронов в слое 2. Если слой 1 является частью разомкнутой цепи, то в нем возникнет электрическое поле с напряженностью E_1 , которое будет компенсировать фрикционное напряжение σ между слоями. Таким образом, фрикционное напряжение $\sigma = \gamma v$ должно быть равно индуцированному напряжению $n_1 e E_1$, отсюда

$$\gamma = \frac{n_1 e E_1}{v} = \frac{n_1 n_2 e^2 E_1}{J_2} = n_1 n_2 e^2 \rho_{12}, \quad (99)$$

где *транспроотивление* $\rho_{12} = E_1/J_2$ определяется как отношение напряженности индуцированного поля в первом слое к плотности тока, пропускаемого через второй слой. Вместо транспроотивления нередко используется термин "скорость увлечения", которая, по аналогии с моделью Друде, определяется формулой $\tau_D^{-1} = \rho_{12} n_2 e^2 / m^* = \gamma / n_1 m^*$. Наиболее часто используемый формализм в теории эффекта увлечения основан на уравнении Больцмана [30, 85–87] и формуле Кубо [88, 89]. В работе [90] разработана теория эффекта увлечения на основе полуклассической теории флуктуирующего электромагнитного поля. В этой теории при расстоянии между квантовыми ямами $d \ll \lambda_T$ коэффициент трения γ

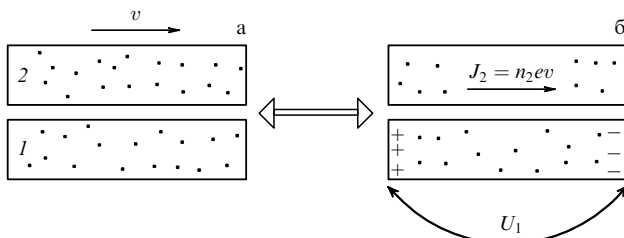


Рис. 12. (а) Металлический блок, движущийся относительно металлического образца со скоростью v ; электронное фрикционное напряжение действует на блок (и на образец). (б) Сдвиговое напряжение σ возникает при приложении напряжения U_2 к покоящемуся (неподвижному относительно образца) верхнему блоку, что приводит к дрейфовому движению электронов проводимости со скоростью v . Возникающее в результате фрикционное напряжение действует на электроны образца, создавая электростатическое напряжение U_1 , которое может быть измерено.

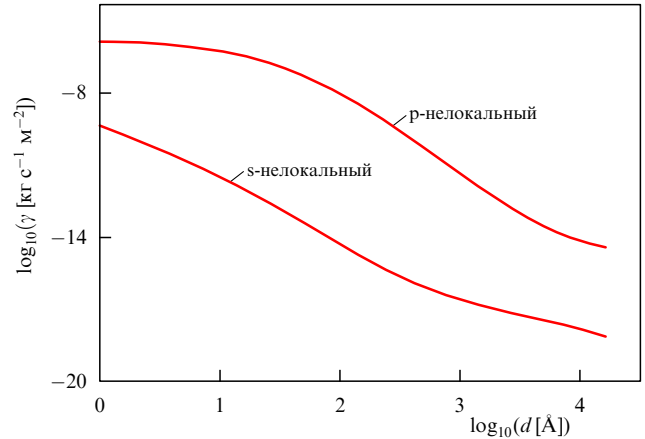


Рис. 13. Коэффициент фрикционного увлечения для двух квантовых ям при $T = 3$ К как функция расстояния d . Показаны вклады от s- и р-поляризованных электромагнитных волн. Вычисления проведены при поверхностной электронной плотности $n_s = 1,5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $\eta = 2,5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $m^* = m_e$ и $\varepsilon = 1$.

определяется формулой (75), где $R_i(\omega)$ — амплитуда отражения для слоя i . В отличие от других подходов, этот подход позволяет автоматически учесть эффекты запаздывания взаимодействия.

При $d < v_F \hbar / k_B T$ амплитуда отражения для р-поляризованных электромагнитных волн определяется формулой [48, 90]

$$R_p = 1 + \frac{i \hbar \varepsilon \omega}{2 k_F e^2}, \quad (100)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость окружающего диэлектрика, $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ — фермиевский волновой вектор для 2D-электронного газа, n_s — электронная концентрация для 2D-электронного слоя. Подставляя (100) в (75), получим вклад в скорость фрикционного увлечения за счет р-поляризованных волн

$$\tau_{Dp}^{-1} = \frac{\gamma_p}{n m^*} \approx 0,2360 \frac{(k_B T)^2}{\hbar \varepsilon_F (q_{TF} d)^2 (k_F d)^2}, \quad (101)$$

где $q_{TF} = 2a_0^{-1}/\varepsilon$ — волновой вектор экранирования Томаса–Ферми, $a_0 = \hbar/m^* e^2$, ε_F — энергия Ферми. Результат (101) в два раза больше, чем полученный Gramila et al. [29] с использованием подхода, основанного на уравнении Больцмана, и приблизительно в два раза меньше, чем полученный позднее Перссоном и Жаном в рамках теории трения Ван-дер-Ваальса [48].

Рисунок 13 показывает зависимость коэффициента трения γ от расстояния d между двумя квантовыми ямами при $T = 3$ К, $n_s = 1,5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $m^* = 0,067 m_e$, $v_F = 1,6 \times 10^7 \text{ см с}^{-1}$ и электронной длине свободного пробега $l = v_F \tau = 1,21 \times 10^5 \text{ Å}$. Использовалось также значение $\varepsilon = 10$, которое соответствует условиям эксперимента [28, 29]. В этом случае вклад от s-волн пренебрежимо мал по сравнению со вкладом от р-волн. При $d = 175 \text{ Å}$ коэффициент трения $\gamma = 3,3 \times 10^{-9} \text{ кг с}^{-1} \text{ м}^{-2}$, что соответствует скорости увлечения $\tau_D^{-1} = 3,3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, которая близка к экспериментальной величине $(\tau_D^{-1})_{\text{exp}} = 1,5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ [28, 29].

На рисунке 14 приведен коэффициент трения для 2D-квантовых ям с высокой электронной плотностью

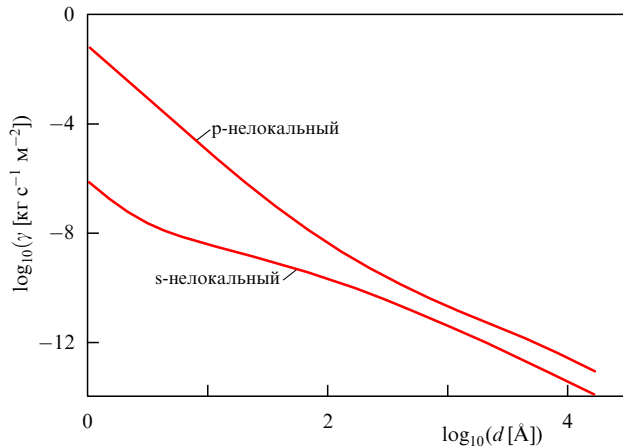


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, при $T = 273$ К, $\eta = 2,5 \times 10^{13}$ с $^{-1}$, $n_s = 1,05 \times 10^{19}$ м $^{-2}$, $m^* = m_e$ и $\varepsilon = 1$.

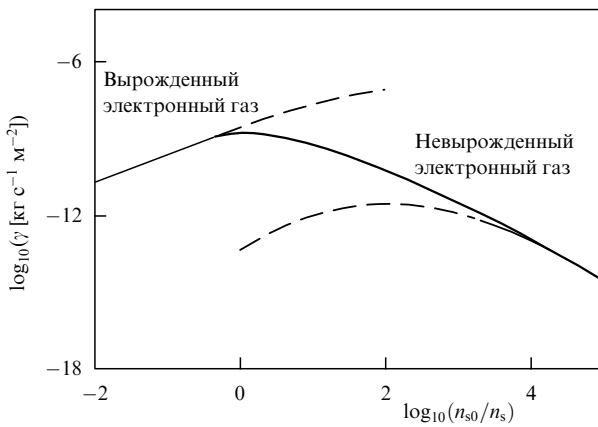


Рис. 15. Коэффициент фрикционного увлечения для двух квантовых ям при $T = 3$ К как функция концентрации электронов n_s . Сплошная кривая — результат интерполяции между штриховыми кривыми, полученными с использованием нелокального диэлектрического подхода с диэлектрическими функциями, соответствующими вырожденному ($n_s > n_F \sim 10^{14}$ м $^{-2}$) и невырожденному ($n_s < n_F$) электронному газу. Параметр электронной плотности $n_{s0} = 1,5 \times 10^{15}$ м $^{-2}$, константа затухания $\eta = 1,3 \times 10^{10}$ с $^{-1}$, эффективная масса электрона $m^* = m_e$, расстояние $d = 175$ Å; диэлектрическая константа $\varepsilon = 10$.

$n_s = 10^{19}$ м $^{-2}$ при $T = 273$ К, $\tau = 4 \times 10^{-14}$ с и $\varepsilon = 1$. Результаты для других значений ε могут быть получены с использованием зависимости $\tau_{Dr} \sim \varepsilon^2$ и τ_{Ds} , не зависящего от ε . На рисунках 13 и 14 вклады от р- и s-волн представлены раздельно. Вычисления показали, что р-волны дают больший вклад в трение по сравнению с вкладом s-волн в случае 2D-квантовых ям как с высокой, так и с низкой электронной плотностью. Рисунок 15 показывает зависимость коэффициента трения от электронной плотности с теми же параметрами, что и на рис. 13. В этом случае граница между вырожденным и невырожденным электронными газами определяется плотностью Ферми $n_F = 3k_B T m^* / 2\pi\hbar^2 = 1,09 \times 10^{14}$ м $^{-2}$. Из этих вычислений был найден максимум силы фрикционного увлечения при электронной плотности $n_{max} \approx 1 \times 10^{15}$ м $^{-2}$; это означает, что эксперимент [28, 29] был проведен при оптимальных условиях.

Наличие фрикционного увлечения между квантовыми ямами дает возможность прямого исследования

межчастичного взаимодействия, которое играет ключевую роль в физике многих тел. Эффекты многих тел особенно важны для низкоразмерных систем. Это приводит ко многим интригующим явлениям, таким как латтинджер-жидкостное поведение в квантовых нитях, дробный квантовый эффект Холла и вигнеровская кристаллизация в двумерных электронных газах в магнитном поле. С развитием технологий и уменьшением размеров полупроводниковых устройств эффекты взаимодействия становятся еще более важными и может оказаться возможным изучать эти эффекты в новых экспериментах.

6. Электростатическое трение

6.1. Эффект напряжения и пространственного изменения поверхностного потенциала

Электростатический потенциал на поверхности металла определяется дипольным моментом на единицу поверхности, который в свою очередь зависит от расстояния между кристаллическими плоскостями, параллельными поверхности [91]. Изменение кристаллографических направлений на чистой поверхности поликристаллического металла приводит к изменению поверхностного потенциала. Это называется "лоскутным эффектом". Лоскутный потенциал также генерируется поверхностными примесями, а в случае сплавов — изменением химической композиции. Поверхностный потенциал можно легко изменять, прикладывая напряжение между наконечником атомного силового микроскопа и образцом. Электростатические силы между металлическими поверхностями, возникающие вследствие пространственного изменения поверхностного потенциала, рассматривались в [92].

6.1.1. Наблюдаемое изменение поверхностного потенциала. Изменение лоскутного потенциала является специфичным для конкретного образца и зависит от многих внешних факторов. Пространственное изменение поверхностного потенциала связано с размерами поверхностных кристаллитов, которые в случае металлов обычно составляют порядка 2 мкм. Тонкие пленки, нанесенные на подложку при температурах, значительно меньших точки плавления пленки, часто оказываются аморфными, имеющими неоднородную толщину и размеры кристаллитов того же порядка, что и толщина пленки [93]. Прокаливание пленки приводит к структуре зерен, значительно больших, чем толщина пленки. Изменения поверхностного потенциала могут измеряться при различных условиях с использованием вибрирующих или вращающихся пластин электрометров [94].

6.1.2. Общая теория. Начнем с рассмотрения модели, в которой наконечник металлического кронштейна длиной L является частью цилиндрической поверхности с радиусом кривизны R (рис. 16). Кронштейн перпендикулярен поверхности образца, которая расположена в xz -плоскости с осью z , направленной от образца. Смещение наконечника $\mathbf{u}(t) = \hat{\mathbf{x}}u_0 \exp(-i\omega t)$ предполагается параллельным поверхности (вдоль оси x), что является хорошим приближением, когда амплитуда колебаний u_0 достаточно мала. Ширина кронштейна w , т.е. размер в направлении, перпендикулярном xz -плоскости, счи-

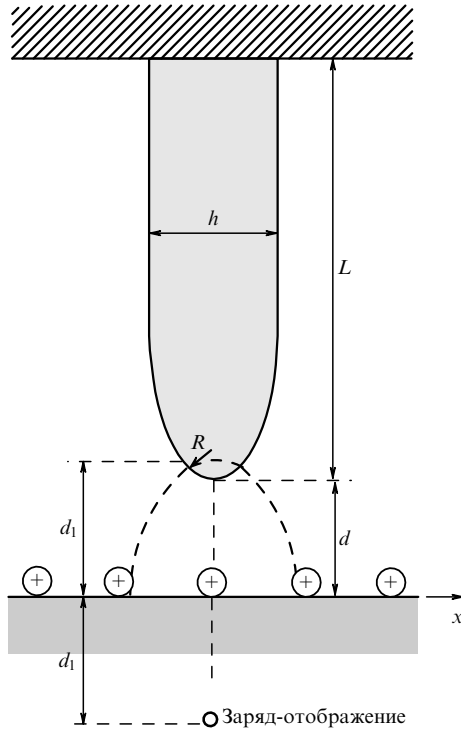


Рис. 16. Схема системы наконечник-образец: L — длина кронштейна, R — радиус кривизны цилиндрического наконечника.

тается значительно бóльшим его толщины h ($w \gg h$), d — расстояние между наконечником и поверхностью образца. Можно легко получить распределение статического электрического поля в практически важном случае малых расстояний d , при которых электрическое поле всего цилиндра эффективно такое же, что и создаваемое его нижней частью (это соответствует выполнению условия $\sqrt{d/R} \ll 1$). Проблема тогда сводится к решению двумерного уравнения Лапласа с граничными значениями потенциала, равными константам V и 0 на металлических поверхностях наконечника и образца. Электрическое поле вне проводников равно полю, которое создавалось бы двумя заряженными нитями, проходящими через точки $z = \pm d_1 = \pm[(d+R)^2 - R^2]^{1/2}$ [96]. Нити имеют заряды $\pm Q$ на единицу длины, $Q = CV$, где $C^{-1} = 2 \ln [(d+R+d_1)/R]$. Электрический потенциал в точке $\mathbf{r}$, находящейся вне наконечника и образца, определяется формулой

$$\begin{aligned} \varphi_0(\mathbf{r}) &= -2Q [\ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_+| - \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_-|] = \\ &= Q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{|q|} \exp(iqx) \left[\exp(-|q||z - z_+|) - \right. \\ &\quad \left. - \exp(-|q||z - z_-|) \right], \end{aligned} \quad (102)$$

где $\mathbf{r}_{\pm} = \pm \hat{z} d_1$. Сила притяжения между наконечником и образцом может быть легко вычислена с использованием (102) [54].

Несколько другая картина возникает в случае осциллирующего заряженного наконечника. Заряд наконечника не изменяется, когда наконечник движется параллельно поверхности, тогда как заряд образца в любой фиксированной точке изменяется во времени. Следовательно, электрическое поле от осциллирующего наконечника будет таким же, как и от осциллирующей нити,

находящейся при $z = d_1$. Это электрическое поле будет индуцировать поле вне образца. Осциллирующий электрический потенциал за счет осцилляции наконечника в точке $\mathbf{r}$, находящейся вне наконечника и образца, определяется формулой

$$\varphi_1(\mathbf{r}, t) = \varphi_1(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}, \quad (103)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1(\mathbf{r}) &= iQ u_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{|q|} \exp(iqx) \left[\exp(-|q||z - z_+|) - \right. \\ &\quad \left. - \exp(-|q||z - z_-|) R_p(q, \omega) \right], \end{aligned} \quad (104)$$

$R_p(q, \omega)$ — амплитуда отражения для р-поляризованных электромагнитных волн. Напряженность электрического поля выражается в виде $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi(\mathbf{r})$. Скорость диссипации энергии, индуцированной электромагнитным полем внутри металлического образца, определяется интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности образца:

$$\begin{aligned} P &= \frac{c}{4\pi} \int dS \hat{z} [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}^*(\mathbf{r})]_{z=+0} + \text{c.c.} = \\ &= -\frac{i\omega}{4\pi} \int dS \left(\varphi_1(\mathbf{r}) \frac{d}{dz} \varphi_1^*(\mathbf{r}) \right)_{z=+0} + \text{c.c.} = \\ &= 4\omega Q^2 |u_0|^2 w \int_0^{\infty} dq q \exp(-2qd_1) \text{Im } R_p(\omega, q). \end{aligned} \quad (105)$$

Принимая во внимание, что скорость диссипации энергии должна быть равна $2\omega^2 \Gamma |u_0|^2$ и учитывая (105), получим коэффициент трения

$$\Gamma = \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 V^2 w \int_0^{\infty} dq q \exp(-2qd_1) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (106)$$

Теперь предположим, что поверхностный потенциал является неоднородным и состоит из доменов, или "лоскутов". Таким образом, цилиндр с линейным размером w разбивается на цилиндрические сегменты с линейными размерами w_i : $w = \sum_i w_i \gg w_i \gg \sqrt{dR}$, и поверхностным потенциалом $V_{is} = V + V_i$, где V — напряжение смещения, V_i — случайно флуктуирующий поверхностный потенциал для домена i . В случае наконечника с цилиндрической геометрией все домены будут давать независимые вклады в трение, которые могут быть определены из (106) после замены $V \rightarrow V + V_i$, $w \rightarrow w_i$. Вклад в коэффициент трения от всех доменов определяется формулой

$$\begin{aligned} \Gamma &= \sum_i \Gamma_i = \sum_i \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 (V + V_i)^2 w_i \times \\ &\quad \times \int_0^{\infty} dq q \exp(-2qd_1) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega} = \\ &= \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 (V^2 + V_0^2) w \int_0^{\infty} dq q \exp(-2qd_1) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}, \end{aligned} \quad (107)$$

в которой учтено, что среднее значение флуктуирующего поверхностного потенциала $\langle V_i \rangle = \sum_i w_i V_i / w = 0$ и $V_0^2 = \sum_i w_i V_i^2 / w$, так что V_0 — среднеквадратичное значение изменения поверхностного потенциала. Согласно (107) вклады в трение за счет напряжения смещения и

изменения поверхностного потенциала имеют одинаковую зависимость от d .

Во многих экспериментах используют термически напыленные пленки золота [11]. Значения работы выхода для золота равны 5,47, 5,37 и 5,31 эВ для направлений (100), (110) и (111) соответственно [95]. Для чистых аморфных плоскостей можно предположить, что они состоят из этих трех кристаллографических поверхностей, занимающих одинаковую площадь. Тогда среднеквадратичное значение $\langle \sigma_v^2 \rangle^{1/2}$ для распределения потенциала

$$\langle \sigma_v^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\langle (V_i - V_j)^2 \rangle} = \sqrt{2(\langle V_i^2 \rangle - \langle V_i \rangle^2)} \approx 90 \text{ мВ}. \quad (108)$$

Сукеник с соавторами [97], измерив среднеквадратичное изменение поверхностного потенциала, обусловленное термически напыленными пленками золота, используя эффект Штарка в атомах натрия, определили, что флуктуирующий поверхностный потенциал имеет величину $V_0 = 150$ мВ, и показали, что пространственный масштаб горизонтального изменения поверхностного потенциала имеет порядок толщины пленки. Измерения бесконтактного трения между золотым наконечником и золотым образцом дали величину $V_0 \sim 200$ мВ [11], подтвердив предсказание теории о том, что этот параметр связан со среднеквадратичным значением изменения поверхностного потенциала.

Рассмотрим теперь сферический наконечник радиусом R с поверхностными доменами постоянного потенциала с линейными размерами R_i . При $R \gg R_i \gg \sqrt{dR}$ основной вклад в трение будет давать домен на самом конце наконечника. В этом случае можно пренебречь пространственным изменением поверхностного потенциала и электрическое поле, индуцированное приложенным напряжением, будет таким же, как создаваемое в вакуумной области двумя зарядами $\pm Q_i = \pm C(V + V_i)$, где

$$C = \frac{d_1^2 - d^2}{2d}, \quad (109)$$

расположенными в точках с координатами

$$z^\pm = \pm d_1 = \pm \left(\frac{3Rd}{2} + \sqrt{\left(\frac{3Rd}{2} \right)^2 + Rd^3 + d^4} \right)^{1/2}. \quad (110)$$

Можно показать, что электростатическая сила между наконечником и металлической поверхностью образца, вычисленная с использованием этого приближения, хорошо согласуется с точным выражением для сферы над металлической поверхностью [98]. Колебания наконечника образуют осциллирующее электромагнитное поле, которое в вакуумной области совпадает с электромагнитным полем, создаваемым осциллирующим точечным зарядом. Коэффициент трения для точечного заряда, движущегося параллельно поверхности, за счет омических потерь энергии электромагнитного поля внутри образца определяется формулой [76]

$$\Gamma_{\parallel} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{Q_i^2}{2} \int_0^\infty dq q^2 \exp(-2qd_1) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (111)$$

При движении вдоль нормали к поверхности $\Gamma_{\perp} = 2\Gamma_{\parallel}$. Таким образом, как и для цилиндрического наконечника,

в случае сферического наконечника трение квадратично зависит от приложенного напряжения. Однако для сферического наконечника парабола начинается от нуля, а для цилиндрического наконечника — с конечного положительного значения.

6.1.3. Чистая поверхность. Для чистой гладкой поверхности амплитуда отражения определяется формулой Френеля (34). В случае цилиндрического наконечника радиусом $R \gg d$ и металлической подложки формула (107) дает

$$\Gamma_{\text{cl}}^c = \frac{w(V^2 + V_0^2)}{2^6 \pi \sigma d^2}. \quad (112)$$

Эта формула без учета вклада от пространственного изменения поверхностного потенциала недавно была получена в [54] с использованием другого подхода. При $w = 7 \times 10^{-6}$ м, $\sigma = 4 \times 10^{17}$ с⁻¹ (что соответствует золоту при $T = 300$ К), $d = 20$ нм и $V = 1$ В формула (112) дает $\Gamma = 2,4 \times 10^{-20}$ кг с⁻¹, что на восемь порядков меньше, чем экспериментальное значение 3×10^{-12} кг с⁻¹ [11].

Предполагая, что $R \gg d$, и используя (34) и (111), получим трение между сферическим наконечником и чистой металлической поверхностью образца:

$$\Gamma_{\text{cl}}^s = \frac{3^{1/2} R^{1/2} V^2}{2^7 d^{3/2} \pi \sigma}. \quad (113)$$

Значение (113) только в 1,6 раза меньше, чем результат, полученный независимо в [54] с использованием другого подхода. При $d = 20$ нм, $R = 1$ мкм и остальных параметрах, тех же, что и выше для цилиндрического наконечника, трение в случае сферического наконечника на два порядка меньше, чем для цилиндрического. Трение, определяемое формулой (113), имеет ту же зависимость от расстояния, что и в эксперименте [11]. Однако величина трения слишком мала, чтобы объяснить экспериментальные данные.

Чтобы получить представление о возможных механизмах усиления бесконтактного трения, полезно отметить, что качественно формула (112) может быть получена с помощью следующих геометрических аргументов [99]. Колеблющийся наконечник будет индуцировать ток в образце, в объеме с линейными размерами L_x , L_y и L_z . Скорость диссипации энергии определяется выражением $P \sim I^2 r$, где I — ток, r — эффективное сопротивление. Ток I пропорционален скорости наконечника v_x и может быть записан в виде $I \sim v_x Q_t / L_x$, где Q_t — заряд наконечника. Эффективное сопротивление можно аппроксимировать макроскопическим соотношением $r = \rho L_x / L_y L_z$, где ρ — удельное сопротивление. Используя эти простые выражения для тока I и сопротивления, а также соотношение $Q_t = C_t V_s$ (где C_t — емкость системы наконечник — образец) для индуцированного заряда, получим, что скорость диссипации энергии $P = I^2 r$ определяется формулой

$$P \sim \rho \frac{v_x^2 C_t^2 V_s^2}{L_x L_y L_z}. \quad (114)$$

Сравнивая это выражение с $P = \Gamma v_x^2$, находим

$$\Gamma \sim \rho \frac{C_t^2 V_s^2}{L_x L_y L_z}. \quad (115)$$

Для цилиндрического наконечника, колеблющегося над чистой поверхностью, $L_y \sim w$ и $L_x \sim L_z \sim d_1$. При $d \ll R$ емкость системы наконечник–образец $C_t \sim w\sqrt{R/8d}$ и $d_1 \sim \sqrt{2dR}$. Подставляя эти выражения в (115), получим (112) с точностью до множителя порядка единицы. Из (115) следует, что трение увеличивается, когда толщина L_z "объема диссипации" уменьшается. Это является причиной того, что 2D-системы могут иметь большее трение, чем 3D-системы.

6.1.4. Пленка поверх материала с большим сопротивлением. Из качественных аргументов, приведенных выше, следует, что для тонкой металлической пленки, нанесенной поверх подложки с большим сопротивлением (например для диэлектрика или металла с большим сопротивлением), трение будет больше, чем для полубесконечного образца с тем же самым объемным сопротивлением, что и для пленки. Толщина L_z объема, в котором происходит диссипация энергии, будет определяться толщиной пленки, и согласно (115) это будет приводить к сильному увеличению трения в случае тонких пленок.

Для плоской пленки с толщиной d_f и диэлектрической константой ε_2 , нанесенной поверх подложки с диэлектрической константой ε_3 , амплитуда отражения определяется формулой

$$R_p = \frac{R_{p21} - R_{p23} \exp(-2qd_f)}{1 - R_{p21}R_{p23} \exp(-2qd_f)}, \quad (116)$$

где

$$R_{p_{ij}} = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_j}{\varepsilon_i + \varepsilon_j}, \quad (117)$$

индекс 1 соответствует вакууму. Для металлической пленки на диэлектрической подложке или металлической пленки на металлической подложке с $\sigma_2 \gg \sigma_3$ при $d_1 \gg d_f$ и $R \gg d$ формулы (27), (107) и (116) дают

$$\Gamma_f^c = \frac{w(V^2 + V_0^2)R^{1/2}}{2^{9/2}\pi\sigma_2 d_f d^{3/2}}. \quad (118)$$

Эта величина в $2d_1/d_f$ раз больше, чем в случае полубесконечного образца с сопротивлением, равным сопротивлению пленки. Для тонкой пленки эффективное сопротивление увеличивается, что приводит к добавочной омической диссипации. В работе [54] формула (118) получена с помощью другого подхода, не учитывающего вклад от пространственного изменения поверхностного потенциала. Однако условия, необходимые для справедливости (118), не могут быть получены в рамках этого упрощенного подхода.

6.1.5. Двумерная система поверх диэлектрической или металлической подложки. Рассмотрим теперь 2D-систему, например электронные поверхностные состояния или квантовую яму на поверхности диэлектрика, или несоизмеримый слой ионов, адсорбированных на поверхности металла. В частности, для системы Cs/Cu(100) эксперимент показывает существование акустической моды в адсорбированной пленке даже при очень разбавленной фазе (покрытие $\theta \approx 0,1$). Это означает, что Cs/Cu(100)-адсорбированный слой испытывает пренебрежимо малое влияние пиннигирующего потен-

циала подложки. Амплитуда отражения для 2D-систем определяется формулой (52) и

$$\text{Im } R_p \approx \frac{2\omega\eta_{\parallel}qa\omega_q^2}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^2\eta_{\parallel}^2}, \quad (119)$$

где $\omega_q^2 = 4\pi n_a e^{*2}aq^2/M$. В случае 2D-структуры поверх диэлектрика множитель qa в (119) и в выражении для ω_q^2 должен быть заменен множителем $1/\varepsilon$, где ε — диэлектрическая функция подложки. Используя (119) в (107), при $R \gg d$ получим

$$\Gamma_{\text{ad}}^c = \frac{w\eta MR^{1/2}(V^2 + V_0^2)}{2^{9/2}d^{3/2}\pi n_a e^{*2}}. \quad (120)$$

Это трение имеет такую же зависимость от расстояния, как наблюдавшееся в эксперименте [11]. Это же выражение для трения справедливо для 2D-структуры поверх диэлектрической подложки. Сравнивая (112) и (120), находим, что 2D-структура, находящаяся на подложке, дает такое же трение, как для полубесконечного образца с чистой поверхностью и эффективной объемной проводимостью $\sigma_{\text{eff}} = n_a e^{*2}/M\eta 2d_1$. Согласие с результатами эксперимента достигается, если $\sigma_{\text{eff}} \approx 4 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$. Для 2D-электронной системы при $R = 1 \text{ мкм}$ такая эффективная проводимость получается при $\eta_{\parallel} = 10^{14} \text{ c}^{-1}$ и $n_a = 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Для системы Cs/Cu(100) при $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ ($\theta \approx 0,1$) электрический заряд ионов Cs $e^* = 0,28e$ [67]. Вследствие схожести Cu- и Au-поверхностей подобный эффективный заряд может ожидать и для Cs/Au-поверхности. Для такой 2D-системы согласие с экспериментом достигается при $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и $\eta_{\parallel} = 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Согласно [55] параметр затухания для изолированного атома Cs, обусловленный ковалентной связью, $\eta_{\parallel\text{cov}} = 3 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$. Однако столкновения между ионами и столкновение ионов с дефектами решетки также будут давать вклад в η . В этом случае $\eta_{\text{col}} \sim v_T/l$, где $v_T \sim \sqrt{k_B T/M}$, l — длина свободного пробега ионов. При $T = 293 \text{ К}$ и $l \sim 1 \text{ нм}$ получим $\eta_{\text{col}} \approx 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

Для сферического наконечника с 2D-системой поверх подложки из (111) и (119) при $R \gg d$ получим вклад за счет 2D-системы:

$$\Gamma_{\text{ad}}^s = \frac{3RM\eta V^2}{2^6 d \pi n_a e^{*2}}. \quad (121)$$

При $d = 20 \text{ нм}$ и $R = 1 \text{ мкм}$ это трение на два порядка меньше, чем для цилиндрического наконечника.

6.2. Бесконтактное трение за счет пространственных флуктуаций статического заряда в объеме образца

В этом разделе мы рассмотрим диэлектрическую подложку со стационарным неоднородным распределением заряженных дефектов. Такая ситуация была исследована экспериментально в [11] на примере γ -облученного кварцевого образца. В результате облучения образовывались положительно заряженные центры (Si-оборванные связи). Случайно распределенные положительные заряды компенсировались случайно распределенными отрицательными зарядами, так что в среднем образец оставался электрически нейтральным. Мы рассматриваем образец как состоящий из микроскопически малых элементарных объемов ΔV_i . Каждый

элементарный объем выбирается достаточно малым, чтобы в нем присутствовало не более одного заряженного центра. Электрический заряд q_i каждого элемента равен $\pm e$ или 0, так что среднее $\langle q_i \rangle = 0$. Будем рассматривать флуктуации заряда в различных объемных элементах i, j как статистически независимые, так что $\langle q_i q_j \rangle = 0$ при $i \neq j$. Среднее значение квадрата флуктуаций заряда в пределах одного элемента $\langle q_i q_i \rangle \approx 2ne^2$, где n — среднее число положительных зарядов в одном элементарном объеме. В отсутствие перекрестных членов среднее значение коэффициента трения за счет взаимодействия неоднородного электрического поля, создаваемого неоднородным распределением заряда в объеме образца, с движущимся наконечником определяется сложением коэффициентов трения для каждого заряда q_i в отдельности. Согласно (111) вклад в коэффициент трения от заряда q_i в элементе объема ΔV_i определяется формулой

$$\Delta \Gamma_{i\parallel} = \lim_{\omega \rightarrow 0} ne^2 \int_0^\infty dq q^2 \exp(-2qd_i) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}, \quad (122)$$

где $d_i = D(x_i, y_i) - z_i$, x_i, y_i, z_i определяют положение i -го объемного элемента в образце, $D(x_i, y_i)$ — расстояние между образцом и точкой x_i, y_i на поверхности наконечника. Полный коэффициент трения находится суммированием по всем элементарным объемам. Заменяя суммирование интегрированием ($n \sum \rightarrow c \int d^3r$, где c — концентрация положительно заряженных центров) и интегрируя по z , получим

$$\Gamma_{\parallel} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{ce^2}{2} \int_0^\infty dq q \int dx \int dy \exp(-2qD(x, y)) \times \times \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (123)$$

Для цилиндрического наконечника $D(x, y) = d + x^2/2R$, отсюда

$$\Gamma_{\parallel}^c = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi R} ce^2 w}{2} \int_0^\infty dq q^{1/2} \exp(-2qd) \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (124)$$

Используя те же параметры, что в разделе 6.1, для золотого наконечника, отделенного от диэлектрического образца расстоянием $d = 10$ нм, при $R = 1$ мкм получим $\Gamma_{\parallel} = 4,4 \times 10^{-20}$ кг с $^{-1}$.

При наличии 2D-структуры на поверхности наконечника, используя (119), получим

$$\Gamma_{2D\parallel}^c = \frac{1}{2^{5/2}} \left(\frac{e}{e^*} \right)^2 \sqrt{\frac{R}{d}} \frac{cw}{n_a} M\eta = \frac{e^2 cw}{16\sigma_{\text{eff}} d}. \quad (125)$$

При $\sigma_{\text{eff}} = n_a e^* / 2M\eta d_1 = 4 \times 10^9$ с, $c = 7 \times 10^{17}$ см $^{-3}$ и тех же остальных параметрах, что и прежде, для $d = 10$ нм получим $\Gamma_{2D\parallel}^c = 3,5 \times 10^{-12}$ кг с $^{-1}$, что очень близко к экспериментальному значению [11]. Таким образом, результат теории бесконтактного трения, представленной в этом разделе, для случая трения между золотым наконечником и кварцевым образцом с неоднородным распределением заряженных дефектов согласуется с результатом теории трения (см. раздел 6.1) в случае золотого наконечника и золотого образца. В обеих

теориях предполагается, что на поверхностях имеются 2D-структуры.

В вышеприведенном анализе не учитывалось экранирование электрического поля в диэлектрическом образце. Это может быть оправдано в случае очень малых расстояний между наконечником и образцом (существенно меньших, чем длина экранирования), так как только дефекты в поверхностном слое толщиной d дают вклад в интеграл в (123). Когда экранирование становится важным, эффективное электрическое поле вне образца будет уменьшаться в $(\epsilon + 1)/2$ раз [96], а коэффициент трения будет уменьшаться в $[(\epsilon + 1)/2]^2$ раз (приблизительно в 6,25 раз в случае кварца). Однако неоднородность поверхности наконечника может быть больше, чем неоднородность поверхности образца, так что параметр затухания η может быть больше для 2D-структуры на поверхности наконечника. Таким образом, увеличение η и эффект экранирования будут компенсировать друг друга.

7. Фононное и внутреннее бесконтактное трение

7.1. Бесконтактное трение за счет возбуждения акустических фононов в образце

Рассмотрим наконечник атомного силового микроскопа, который совершает гармонические колебания, $u = u_0 \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, над упругим телом с плоской поверхностью. Это будет приводить к осциллирующему напряжению, действующему на поверхность тела, которое возбуждает акустические волны с параллельной поверхности компонентой волнового вектора $q < \omega/c_s$, где c_s — скорость звука. Напряжение σ_{iz} , действующее на поверхность, может быть представлено в виде интеграла Фурье:

$$\sigma_{iz}(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \sigma_i(\mathbf{q}) u_0 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x} - i\omega t) + \text{с.с.} \quad (126)$$

Используя теорию упругости, можно вычислить поле смещения u_i на поверхности $z = 0$, соответствующее распределению поверхностного напряжения σ_{iz} :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} M_{ij}(\mathbf{q}, \omega) \sigma_j(\mathbf{q}) u_0 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x} - i\omega t) + \text{с.с.} \quad (127)$$

Тензор M_{ij} был вычислен в [100] в модели изотропного упругого континуума. Скорость диссипации энергии имеет вид

$$P = \int d^2 x \langle \dot{u}_i(\mathbf{x}, t) \sigma_{iz}(\mathbf{x}, t) \rangle = = 2\omega \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \text{Im } M_{ij}(\mathbf{q}, \omega) \sigma_i(\mathbf{q}) \sigma_j^*(\mathbf{q}) |u_0|^2, \quad (128)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по времени. Скорость диссипации энергии должна удовлетворять условию $\Gamma \langle \dot{u}^2(t) \rangle = \Gamma 2\omega^2 |u_0|^2$. Сравнение этого выражения с (128) дает

$$\Gamma = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \frac{\text{Im } M_{ij}(\mathbf{q}, \omega)}{\omega} \sigma_i(\mathbf{q}) \sigma_j^*(\mathbf{q}). \quad (129)$$

При типичных экспериментальных условиях $\omega \sim 10^3 - 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $qr^* < \omega r^*/c_s < 10^{-3} \ll 1$, где эффективный радиус взаимодействия $r^* \approx \sqrt{dR}$, d — расстояние между наконечником и образцом, R — радиус кривизны наконечника. В этом случае вклад в трение от возбуждения акустических волн может быть определен путем вычисления скорости диссипации энергии за счет точечной силы, приложенной к поверхности полубесконечного упругого континуума. Для колебаний, нормальных к поверхности, такие вычисления были проделаны в связи с колебательной релаксацией адсорбатов [101]. Согласно теории, представленной в [101], коэффициент трения для колебаний наконечника, нормальных к поверхности, определяется формулой

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\xi_{\perp}}{4\pi} \frac{K^2}{\rho c_t^3}, \quad (130)$$

где $\xi_{\perp} \approx 1,65$, c_t — поперечная скорость звука, ρ — удельный вес образца, $K = \partial F/\partial d$, где $F(d)$ — статическая сила, действующая на наконечник, обусловленная взаимодействием с поверхностью.

Для колебаний наконечника, параллельных гладкой поверхности, коэффициент трения за счет возбуждения акустических фононов определяется как

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{\xi_{\parallel}}{4\pi} \frac{\omega^2}{\rho c_t^5} F_z^2(d), \quad (131)$$

где $\xi_{\parallel} \approx 1,50$. Из сравнения (130) и (131) получим, что $\Gamma_{\parallel}/\Gamma_{\perp} \sim (\omega d/c_t)^2 \ll 1$. Рассмотрим теперь различные виды взаимодействия наконечника с образцом.

7.1.1. Взаимодействие Ван-дер-Ваальса. Согласно теории Лифшица [36, 49] напряжение $\sigma_{zz}(d)$, действующее на поверхности двух одинаковых полубесконечных тел за счет взаимодействия Ван-дер-Ваальса, при малых расстояниях $d \ll c/\omega_p$ (где ω_p — плазменная частота) выражается в виде

$$\sigma_{zz}(d) = \frac{\hbar}{8\pi^2 d^3} \int_0^{\infty} d\xi \frac{[\varepsilon(i\xi) - 1]^2}{[\varepsilon(i\xi) + 1]^2}. \quad (132)$$

В модели Друде ε определяется как

$$\varepsilon(i\xi) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\xi(\xi + \eta)}. \quad (133)$$

Для типичного металла константа затухания $\eta \ll \omega_p$ может не учитываться при интегрировании в (132). Из выражений (132) и (133) следует, что

$$\sigma_{zz} = \frac{\hbar \omega_p}{32\sqrt{2} \pi d^3}. \quad (134)$$

Для сферического наконечника с радиусом кривизны R , используя то же приближение, что и в формуле (62), получим

$$F_z^s(d) = \frac{R\hbar\omega_p}{32\sqrt{2}d^2}, \quad (135)$$

$$K^s = \frac{R\hbar\omega_p}{16\sqrt{2}d^3}. \quad (136)$$

Аналогично, в случае цилиндрического наконечника имеем

$$F_z^c(d) = \frac{3wR^{1/2}\hbar\omega_p}{2^8 d^{5/2}}, \quad (137)$$

$$K^c = \frac{15wR^{1/2}\hbar\omega_p}{2^9 d^{7/2}}. \quad (138)$$

Для медного сферического наконечника, отделенного от медного образца расстоянием $d = 10 \text{ нм}$, при $R = 1 \text{ мкм}$, $w = 7 \text{ мкм}$ получим $\Gamma_{\perp}^s = 6,3 \times 10^{-18} \text{ кг с}^{-1}$, а для цилиндрического наконечника — $\Gamma_{\perp}^c = 1,3 \times 10^{-14} \text{ кг с}^{-1}$. Фононное трение уменьшается с расстоянием как d^{-6} и d^{-7} для сферического и цилиндрического наконечников соответственно.

7.1.2. Электростатическое взаимодействие за счет напряжения смещения. При наличии напряжения смещения V сила притяжения между наконечником и образцом при $d \ll R$ определяется формулами:

$$F^c(d) = \frac{wV^2 R^{1/2}}{2^{7/2} d^{3/2}} \quad (139)$$

для цилиндрического наконечника и

$$F^s(d) = \frac{RV^2}{4d} \quad (140)$$

для сферического наконечника. При напряжении $V = 1 \text{ В}$ и тех же остальных параметрах, что и в разделе 7.1.1, получим $\Gamma_{\perp}^s = 8,8 \times 10^{-17} \text{ кг с}^{-1}$ и $\Gamma_{\perp}^c = 1,2 \times 10^{-13} \text{ кг с}^{-1}$ для сферического и цилиндрического наконечника соответственно. Отметим, что в этом случае трение зависит от напряжения смещения как V^4 .

Для колебаний наконечника, параллельных поверхности образца, выражение для коэффициента трения содержит дополнительный малый множитель $(\omega d/c_s)^2 \ll 1$. Таким образом, фононный коэффициент трения для параллельных колебаний наконечника оказывается на много порядков меньше, чем для нормальных колебаний.

7.2. Бесконтактное трение за счет внутреннего трения в образце

При рассмотрении фононного трения в разделе 7.1 предполагалось, что деформации в теле являются абсолютно упругими. Однако деформации являются абсолютно упругими или адиабатическими только при бесконечно малой скорости, так что в каждый момент времени система находится в равновесном состоянии. Однако реальные деформации происходят с конечной скоростью, и тело не находится в равновесном состоянии, следовательно, возникают процессы переноса, которые стремятся вернуть систему в состояние равновесия. Это приводит к неадиабатическим деформациям, которые сопровождаются диссипацией механической энергии.

Диссипация энергии определяется процессами двух типов. Во-первых, наличие в теле градиента температуры приводит к потоку тепла. Во-вторых, если в теле появляется некоторый тип внутреннего движения, то возникают неадиабатические процессы, связанные с конечной скоростью этого движения. Процессы диссипации энергии второго типа называются, как и в жидкости, внутренним трением или вязкостью.

Коэффициент трения, обусловленный внутренним трением, также определяется формулой (129). Однако, в отличие от случая фонованного трения, в случае внутреннего трения интегрирование в (129) не ограничивается малыми значениями волнового вектора и большие значения $q \gg \omega/c_t$ играют наиболее важную роль. При $q \gg \omega/c_s$ компонента тензора M_{zz} определяется формулой [100]

$$M_{zz} = \frac{2(1 - v^2)}{Eq}, \quad (141)$$

где $E(\omega)$ — комплексный модуль упругости, v — коэффициент Пуассона.

7.2.1. Взаимодействие Ван-дер-Ваальса. При $R \gg d$ только компонента σ_{zz} тензора напряжений за счет взаимодействия Ван-дер-Ваальса является важной. В этом случае для колебаний цилиндрического наконечника, параллельных поверхности образца, получим

$$\begin{aligned} \sigma_z(\mathbf{q}) &= \int d^2x \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{zz}(\mathbf{x}) = \\ &= -\frac{iq_x R^{1/2}}{2^7 d^{5/2}} \frac{\sin(q_y w/2)}{q_y} (3 + \xi^2 + 3\xi) \exp(-\xi), \end{aligned} \quad (142)$$

где $\xi = \sqrt{2dR}q_x$. Используя выражения (141) и (142) в (129), для цилиндрического наконечника находим

$$\Gamma_{\parallel}^c = \frac{75\pi}{2^{16}} \frac{w\hbar^2\omega_p^2}{d^6} \frac{\text{Im}(E/(1-v^2))}{\omega|E/(1-v^2)|^2}. \quad (143)$$

Для сферического наконечника аналогичные вычисления дают

$$\Gamma_{\parallel}^s = \frac{0,25}{2^9 \sqrt{2}\pi} \frac{R^{1/2}\hbar^2\omega_p^2}{d^{11/2}} \frac{\text{Im}(E/(1-v^2))}{\omega|E/(1-v^2)|^2}. \quad (144)$$

В общем случае $\text{Im}[E(\omega)/(1-v^2)]$ имеет много резонансных пиков, соответствующих различным термически активированным процессам. Один из источников внутреннего трения при высоких частотах связан с тепловыми потоками: упругое сжатие тела приводит к его нагреванию. Если сжатие происходит достаточно быстро, то тепло не успевает выйти из области сжатия, в то же время при очень медленном сжатии температурный градиент исчезает вследствие тепловой проводимости. В обоих случаях процесс является обратимым, в первом случае — адиабатическим, а во втором — изотермическим. В обоих этих случаях вклад во внутреннее трение от тепловых потоков пренебрежимо мал. Однако в промежуточной области частот можно ожидать превращения механической энергии в тепло. Характерная частота для максимума диссипации имеет порядок $\omega_t = 1/\tau$, где исходя из размерных аргументов можно ожидать, что время релаксации $\tau \sim l^2/D$, здесь l — линейный размер области сжатия, D — коэффициент тепловой диффузии, $D = \kappa/\rho C_p$ (C_p — удельная теплоемкость, κ — коэффициент теплопроводности). В случае золота при $l \sim 10^3 \text{ \AA}$ получим $\omega_t \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что значительно больше собственной частоты колебаний кронштейна атомного силового микроскопа. Другой важный вклад во внутреннее трение связан с термически активированными переходами точечных дефектов. Частным случаем этого вида внутреннего трения является колеба-

тельное движение адсорбатов, которое рассматривалось в разделе 6. Другой вклад во внутреннее трение связан с движением границ зерен [102]. Для медного цилиндрического наконечника и медного образца при расстоянии $d = 10 \text{ нм}$, $w = 7 \text{ мкм}$, $R = 1 \text{ мкм}$, $\omega = 10^4 \text{ с}^{-1}$, типичном для металлов значении $\text{Im} E(\omega)/|E(\omega)| \approx 10^{-5}$ [103] и $E \approx 10^{11} \text{ Н м}^{-2}$ получим $\Gamma_{\parallel}^c \approx 10^{-16} \text{ кг с}^{-1}$. Таким образом, при этих расстояниях внутреннее трение дает значительно меньший вклад в коэффициент трения, чем электростатическое трение. Однако внутреннее трение может вносить доминирующий вклад при малых расстояниях, $d \leq 1 \text{ нм}$.

8. Заключение

Все материальные тела окружены флуктуирующим электромагнитным полем, создаваемым квантовыми и тепловыми флуктуациями плотности тока внутри тел. Это флуктуирующее электромагнитное поле может описываться полуклассической теорией Рытова или квантовой теорией поля. В зоне ближнего поля для любого тела это флуктуирующее электромагнитное поле может значительно усиливаться по сравнению с полем в дальней зоне за счет существования неоднородных электромагнитных волн. Это усиление особенно велико в случае, когда на поверхности существуют поверхностные моды, например поверхностные поляритоны, поверхностные плазмоны или колебательные моды адсорбированных ионов. Тепловое излучение, обусловленное поверхностными модами, обладает пространственной и временной когерентностью, что может использоваться при разработке настраиваемых инфракрасных источников излучения с высокой мощностью в узкой спектральной зоне, которые могут найти применение в сенсорах, спектроскопии и преобразователях энергии.

Флуктуирующее электромагнитное поле ответственно за многие важные явления, такие как радиационная передача тепла между телами, взаимодействие Ван-дер-Ваальса и трение Ван-дер-Ваальса. Передача тепла между двумя телами в вакууме сильно изменяется, когда расстояние между их поверхностями становится меньше характерной длины волны теплового излучения $\lambda_T = \hbar c/k_B T$. Для расстояния $d < \lambda_T$ передача тепла сильно увеличивается по сравнению с излучением черного тела за счет вклада от неоднородных волн. Это увеличение особенно значительно в случае материалов, проводимость которых обеспечивает максимум теплового потока. При комнатных температурах соответствующими проводимостями обладают обычно полуметаллы типа углерода или композиты из металла и диэлектрика. Усиление радиационной передачи тепла особенно велико при наличии резонансного туннелирования фотонов между поверхностными модами. В случае резонансного туннелирования фотонов передача тепла происходит в узкой спектральной зоне, что может найти применение в преобразователях энергии. Адсорбаты, подобно антенне, могут генерировать в очень узкой частотной полосе неоднородные волны, сильно локализованные в пространстве. Эти явления могут использоваться в сканирующей зондовой микроскопии для локального нагрева и модификации поверхности.

Подобно радиационной передаче тепла, трение Ван-дер-Ваальса также может сильно увеличиваться в случае

резонансного туннелирования фотонов между поверхностными модами. Это увеличение особенно значительно, когда на поверхности имеются 2D-структуры с акустической ветвью элементарных возбуждений, например 2D-электронные структуры или адсорбированные слои ионов с параллельными поверхности акустическими колебаниями. Для таких систем электростатическое трение также может быть важным. В частности, трение, наблюдавшееся в [11], может быть объяснено электростатическим трением, когда электромагнитное поле, создаваемое движущимся наконечником атомного силового микроскопа, обусловлено электрическим напряжением между наконечником и образцом, пространственным изменением поверхностного потенциала или пространственными флуктуациями заряда в объеме образца.

Трение Ван-дер-Ваальса также является ответственным за фрикционное увлечение между квантовыми ямами и может регистрироваться современной экспериментальной техникой. Бесконтактное трение может играть существенную роль в технологиях сверхчувствительной регистрации сил, и его понимание необходимо с фундаментальной точки зрения.

Трение Ван-дер-Ваальса представляется чрезвычайно важным для 1D-структур типа углеродных нанотрубок. Очевидно, 1D-природа углеродных нанотрубок может оказать существенное влияние на базисную физическую феноменологию для их описания: было высказано предположение, что одностеночные углеродные нанотрубки являются латтинджер-жидкостью [104, 105], причем существуют экспериментальные доказательства их латтинджер-жидкостного поведения [106, 107], хотя имеются и другие интерпретации [108]. Вопрос о том, являются ли многостеночные углеродные нанотрубки ферми- или латтинджер-жидкостями, интенсивно исследовался экспериментально [109–111] и теоретически [112], и, по-видимому, ответ зависит от ситуации. Можно надеяться на получение дополнительной информации о сильнокоррелированных системах на основе изучения бесконтактного трения между ними.

В недавнем замечательном эксперименте [113, 114] наблюдалось, что поток ионной жидкости типа воды, пропускаемый сквозь пучок одностеночных углеродных нанотрубок, индуцирует напряжение в нанотрубке вдоль направления своего движения. Интересно то, что напряжение возрастает логарифмически на протяжении шести декад. Для объяснения фрикционно-индуцированного напряжения в углеродных нанотрубках было предложено несколько механизмов [113–115]. В одном из этих механизмов [114] индуцированное напряжение связывается с флуктуирующим кулоновским полем, создаваемым флуктуациями зарядовой плотности в потоке жидкости. Таким образом, проблема индуцированного напряжения также может быть тесно связана с проблемой трения Ван-дер-Ваальса.

А.И.В. подтверждает финансовую поддержку грантами РФФИ (проект № 06-02-16979) и Европейского научного фонда по программе "Нанотрибология".

Список литературы

1. Joulain K et al. *Surf. Sci. Rep.* **57** 59 (2005)
2. Pendry J B J. *Phys.: Condens. Matter* **11** 6621 (1999)
3. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. B* **63** 205404 (2001); *Phys. Low-Dim. Struct.* (5/6) 151 (2001)

4. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. B* **69** 045417 (2004)
5. Volokitin A I, Persson B N J *Письма в ЖЭТФ* **78** 926 (2003)
6. Mulet J-P et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 2931 (2001)
7. Majumdar A *Annu. Rev. Mater. Sci.* **29** 505 (1999)
8. Kittel A et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 224301 (2005)
9. Dorofeyev I et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2402 (1999)
10. Gotsmann B, Fuchs H *Phys. Rev. Lett.* **86** 2597 (2001)
11. Stipe B C et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 096801 (2001)
12. Mamin H J, Rugar D *Appl. Phys. Lett.* **79** 3358 (2001)
13. Hoffmann P M et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 265502 (2001)
14. Greffet J-J et al. *Nature* **416** 61 (2002)
15. Barnes J R et al. *Nature* **372** 79 (1994)
16. Polder D, Van Hove M *Phys. Rev. B* **4** 3303 (1971)
17. Левин М Л, Полевой В Г, Рытов С М *ЖЭТФ* **79** 2087 (1980)
18. Loomis J J, Maris H J *Phys. Rev. B* **50** 18517 (1994)
19. Рытов С М *Теория электрических флуктуаций и теплового излучения* (М.: Изд-во АН СССР, 1953)
20. Левин М Л, Рытов С М *Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике* (М.: Наука, 1967)
21. Rytov S M, Kravtsov Yu A, Tatarskii V I *Principles of Statistical Radiophysics* Vol. 3, 2nd ed. (New York: Springer, 1989)
22. Hargreaves C M *Phys. Lett. A* **30** 491 (1969)
23. Xu J-B et al. *J. Appl. Phys.* **76** 7209 (1994)
24. Müller-Hirsch W et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **17** 1205 (1999)
25. Krishnan A et al. *Opt. Commun.* **200** 1 (2001)
26. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. Lett.* **91** 106101 (2003)
27. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. B* **68** 155420 (2003)
28. Gramila T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1216 (1991); *Surf. Sci.* **263** 446 (1992)
29. Gramila T J et al. *Phys. Rev. B* **47** 12957 (1993); *Physica B* **197** 442 (1994)
30. Sivan U, Solomon P M, Shtrikman H *Phys. Rev. Lett.* **68** 1196 (1992)
31. Rugar D et al. *Nature* **430** 329 (2004)
32. Sidles J A et al. *Rev. Mod. Phys.* **67** 249 (1995)
33. Berman G P et al. *Phys. Rev. B* **61** 14694 (2000)
34. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); *Sci. Am.* **283** (2) 62 (2000)
35. Mohideen U, Roy A *Phys. Rev. Lett.* **81** 4549 (1998)
36. Dzyaloshinskii I E, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Adv. Phys.* **10** 165 (1961)
37. Pendry J B J. *Phys.: Condens. Matter* **9** 10301 (1997)
38. Volokitin A I, Persson B N J J. *Phys.: Condens. Matter* **11** 345 (1999); *Phys. Low-Dim. Struct.* (7/8) 17 (1998)
39. Teodorovitch E V *Proc. R. Soc. London Ser. A* **362** 71 (1978)
40. Mahanty J J. *Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 4391 (1980)
41. Dedkov G V, Kyasov A A *Phys. Lett. A* **259** 38 (1999)
42. Kyasov A A, Dedkov G V *Surf. Sci.* **463** 11 (2000)
43. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. B* **65** 115419 (2002)
44. Schaich W L, Harris J J. *Phys. F: Met. Phys.* **11** 65 (1981)
45. Levitov L S *Europhys. Lett.* **8** 499 (1989)
46. Полевой В Г *ЖЭТФ* **98** 1990 (1990)
47. Mkrtchian V E *Phys. Lett. A* **207** 299 (1995)
48. Persson B N J, Zhang Z *Phys. Rev. B* **57** 7327 (1998)
49. Лифшиц Е М *ЖЭТФ* **29** 94 (1955)
50. Tomassone M S, Widom A *Phys. Rev. B* **56** 4938 (1997)
51. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. B* **74** 205413 (2006)
52. Persson B N J, Volokitin A I *Phys. Rev. Lett.* **84** 3504 (2000)
53. Zurita-Sánchez J R, Greffet J-J, Novotny L *Phys. Rev. A* **69** 022902 (2004)
54. Chumak A A, Milonni P W, Berman G P *Phys. Rev. B* **70** 085407 (2004)
55. Volokitin A I, Persson B N J *Phys. Rev. Lett.* **94** 86104 (2005)
56. Volokitin A I, Persson B N J, Ueba H *Phys. Rev. B* **73** 165423 (2006)
57. Волокитин А И, Перссон Б Н Дж, Уэба Х *ЖЭТФ* **131** 107 (2007)
58. Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Физматгиз, 1962)
59. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976)
60. Carminati R, Greffet J-J *Phys. Rev. Lett.* **82** 1660 (1999)
61. Shchegrov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1548 (2000)
62. Marquier F et al. *Opt. Commun.* **237** 379 (2004)

63. Pralle M U et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 4685 (2002)
64. Kreiter M et al. *Opt. Commun.* **168** 117 (1999)
65. Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando, Calif.: Academic Press, 1985)
66. Langreth D C *Phys. Rev. B* **39** 10020 (1989)
67. Senet P, Toennies J P, Witte G *Chem. Phys. Lett.* **299** 389 (1999)
68. Hartmann U *Phys. Rev. B* **42** 1541 (1990); **43** 2404 (1991)
69. Johansson P, Apell P *Phys. Rev. B* **56** 4159 (1997)
70. Schmid H et al. *Appl. Phys. Lett.* **72** 2379 (1998)
71. Schaich W L J. *Chem. Phys.* **60** 1087 (1974); *Solid State Commun.* **15** 357 (1974)
72. d'Agliano E G et al. *Phys. Rev. B* **11** 2122 (1975)
73. Nourtier A J. *Phys. (Paris)* **38** 479 (1977)
74. Mahan G D *Many-Particle Physics* 2nd ed. (New York: Plenum Press, 1990)
75. Kliever K L, Fuchs R *Phys. Rev.* **172** 607 (1968); Fuchs R, Kliever K L *Phys. Rev.* **185** 905 (1969)
76. Persson B N J *Phys. Rev. B* **44** 3277 (1991)
77. Liebsch A *Phys. Rev. B* **55** 13263 (1997)
78. Asfar M N, Button K J *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **31** 217 (1983)
79. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика Ч. 2* (М.: Наука, 1978)
80. Mkrtchian V et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 220801 (2003)
81. Peebles P J E *Principles of Physical Cosmology* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1993)
82. Kovac J M et al. *Nature* **420** 772 (2002)
83. Погребинский М Б *ФТП* **11** 637 (1977)
84. Price P J *Physica B + C* **117** 750 (1983)
85. Zheng L, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **48** 8203 (1993)
86. Tso H C, Vasilopoulos P *Phys. Rev. B* **45** 1333 (1992)
87. Jauho A-P, Smith H *Phys. Rev. B* **47** 4420 (1993)
88. Flensberg K et al. *Phys. Rev. B* **52** 14761 (1995)
89. Kamenev A, Oreg Y *Phys. Rev. B* **52** 7516 (1995)
90. Volokitin A I, Persson B N J *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 859 (2001)
91. Lang N D, Kohn W *Phys. Rev. B* **3** 1215 (1971)
92. Speake C C, Trenkel C *Phys. Rev. Lett.* **90** 160403 (2003)
93. Liu Z H, Brown N M D, McKinley A J. *Phys.: Condens. Matter* **9** 59 (1997)
94. Rossi F, Opat G I J. *Phys. D: Appl. Phys.* **25** 1349 (1992)
95. Lide D R (Ed.) *CRC Handbook of Chemistry and Physics* 82nd ed. (Boca Raton, FL: CRC Press, 2001)
96. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
97. Sukenik C I et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 560 (1993)
98. Hudlet S et al. *Eur. Phys. J. B* **2** 5 (1998)
99. Stowe T D et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 2785 (1999)
100. Persson B N J *J. Chem. Phys.* **115** 3840 (2001)
101. Persson B N J, Ryberg R *Phys. Rev. B* **32** 3586 (1985)
102. McClintock F A, Argon A S, in *Mechanical Behavior of Material* (Eds G S Reichenbach, E Rabinowicz, M Shaw) (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966) p. 475
103. Persson B N J *Sliding Friction: Physical Principles and Applications* 2nd ed. (Heidelberg: Springer, 2000)
104. Egger R, Gogolin A O *Phys. Rev. Lett.* **79** 5082 (1997)
105. Egger R, Gogolin A O *Eur. Phys. J. B* **3** 281 (1998)
106. Bockrath M et al. *Nature* **397** 598 (1999)
107. Ishii H et al. *Nature* **426** 540 (2003)
108. Kasumov A et al. *Phys. Rev. B* **68** 214521 (2003)
109. Tarkiainen R et al. *Phys. Rev. B* **64** 195412 (2001) and references therein
110. Krstić V et al. *Phys. Rev. B* **67** 041401 (2003)
111. Kang N et al. *Phys. Rev. B* **67** 033404 (2003)
112. Egger R *Phys. Rev. Lett.* **83** 5547 (1999)
113. Ghosh S, Sood A K, Kumar N *Science* **299** 1042 (2003)
114. Ghosh S et al. *Phys. Rev. B* **70** 205423 (2004)
115. Persson B N J et al. *Phys. Rev. B* **69** 235410 (2004)
116. Mermin N D *Phys. Rev. B* **1** 2362 (1970)

Radiative heat transfer and noncontact friction between nanoparticles

A.I. Volokitin

*Institute of Solid State Research, Research Centre Jülich,
D-52425 Jülich, Germany
Samara State Technical University,
ul. Molodogvardeiskaya 244, 443100 Samara, Russian Federation
Tel. (7-846) 242-45 44
E-mail: avoli@samgtu.ru*

B.N.J. Persson

*Institute of Solid State Research, Research Centre Jülich,
D-52425 Jülich, Germany*

Every material body is surrounded by a fluctuating electromagnetic field produced by thermal and quantum fluctuations in current density within the body. In this paper, a general formalism for calculating the fluctuation spectrum of this field is presented and used to calculate the radiative heat transfer and the van der Waals friction. It is shown that at small distances between bodies ($d \ll \lambda_T = \hbar c / k_B T$) both quantities increase dramatically due to the contribution from evanescent electromagnetic fields. This is especially so if there are vibrational adsorbate modes or localized polariton-type modes on the surface. The electrostatic and phonon mechanisms of noncontact friction are discussed, and theoretical and experimental results are compared.

PACS numbers: **44.40.+a**, **65.80.+n**, **68.65.-k**

Bibliography — 116 references

Received 2 August 2006, revised 28 March 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (9) 921–951 (2007)

Physics – Uspekhi **50** (9) (2007)