

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

(24 февраля 1993 г.)

24 февраля 1993 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. В.Б. Брагинский, Ф.Я. Халили. Взаимодействие электромагнитных и механических колебаний на уровне основного квантового состояния.

2. А.С. Гадун, В.Н. Карпинский. Проблемы структурности Солнца и звезд.

Краткое содержание докладов публикуется далее.

В.Б. Брагинский, Ф.Я. Халили. Взаимодействие электромагнитных и механических колебаний на уровне основного квантового состояния. Известно, что нулевые колебания электромагнитного поля являются причиной эффекта Казимира [1] — постоянной силы взаимодействия между близко расположенными телами. Это не единственная демонстрация существования фундаментальной связи между электромагнитным вакуумом и механическим миром (см., например, [2,3]). В частности, в работе [3] было показано, что электромагнитное давление нулевых колебаний на идеально проводящее полупространство должно иметь флуктуационную компоненту.

В настоящей работе рассматривается ряд других эффектов, общей причиной которых является взаимодействие нулевых колебаний электромагнитного поля с механическими граничными условиями.

1. Трение в свободном пространстве [4]. Используя результаты, полученные в [3], можно показать, что спектральная плотность флуктуаций силы давления нулевых электромагнитных колебаний на идеально проводящую пластину площадью S при условии, что размер пластины $S^{1/2} \gg c/\omega$, равна

$$F_{\omega}^2 = \frac{\hbar^2 \omega^5 S}{60\pi^2 c^6}, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, ω — частота наблюдения, c — скорость света. Эти флуктуации накачивают энергии из электромагнитных степеней свободы в механические. В равновесном состоянии должен быть и обратный поток энергии, т.е. должно иметь место механическое трение. Его физический механизм состоит в параметрической перекачке энергии из механических степеней свободы в

электромагнитные. В соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой коэффициент трения для колебаний пластины перпендикулярно ее поверхности равен

$$H(\omega) = \frac{\hbar \omega^4 S}{120\pi^4 c^4}. \quad (2)$$

Существенно, что $H(\omega)$ пропорционально ω^4 и соответственно сила трения пропорциональна пятой производной координаты по времени. Таким образом, не возникает противоречия с принципом относительности: при равномерном движении сила трения отсутствует.

Это трение очень мало. Например, связанная с ним добротность наименьшей моды поперечных механических колебаний пластины равна

$$Q_m = \frac{m\omega_m}{2H(\omega_m)} = \frac{60\rho c^4 a^4}{\hbar v^3}, \quad (3)$$

где v — скорость звука, ρ — плотность, a — толщина пластины, ω_m — частота колебаний. При $a = 10^{-4}$ см, $\rho = 4$ г/см³, $v = 10^6$ см/с добротность равна $Q_m \approx 5 \cdot 10^7$. Эта оценка показывает, что на существующем уровне техники эксперимента данный эффект в обычных условиях практически ненаблюдаем.

2. Трение и флуктуации в резонансных условиях [4]. Данное трение и связанные с ним флуктуации могут быть существенно усилены, если обеспечить соответствующие резонансные условия. Рассмотрим основное квантовое состояние в резонаторе, образованном сосредоточенными индуктивностью L и емкостью C и слабо связанном с термостатом, так что его добротность $Q_e \gg 1$. Выражение для спектральной плотности флуктуационной компоненты силы притяжения между пластинами конденсатора при этом имеет вид

$$F_{\omega}^2 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\hbar \omega_e^3}{Q_e d} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{\omega'(\omega - \omega') d\omega'}{|z(\omega)|^2 |z(\omega')|^2}, \quad (4)$$

где

$$z(\omega) = \omega_e^2 - \omega^2 - \frac{i\omega\omega_e}{Q_e}$$

(заметим, что эта сила является дополнительной к силе Казимира и появляется при подключении индуктивности). Вблизи частоты $2\omega_e$ спектральная плотность максимальна и равна

$$F_{\omega}^2 \approx \frac{\hbar^2 \omega_e Q_e}{4d^2}. \quad (5)$$

Время корреляции этих флуктуаций равно Q_e/ω_e . Очевидно, что для резонатора клистронного типа (с хорошо локализованной емкостью) с частотой, например, $\omega_e \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $Q_e \approx 10^{10}$, $d \approx 10^{-4} \text{ см}$ эта сила на много порядков больше, чем для пластины в свободном пространстве (см. формулу (1)).

Качественно причину появления этих флуктуаций можно пояснить следующим образом. В системе "резонатор + термостат" каждая собственная мода имеет энергию, точно равную $\hbar\omega/2$, причем часть энергии находится в резонаторе, а другая часть — в термостате. Из всего континуума мод резонатор "выбирает" только те, частота которых лежит в диапазоне $\Delta\omega_e \approx \omega_e/Q_e$. Флуктуационная компонента силы притяжения является результатом биений мод из этого диапазона.

В случае, когда одна из пластин резонатора подвижна, сила притяжения между обкладками будет содержать компоненту, пропорциональную ее координате. Можно показать, что соответствующая обобщенная восприимчивость равна

$$\chi(\omega) = \frac{\hbar\omega_e^5}{2\pi Q_e d^2} \times \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{z^*(\omega - \omega')} + \frac{1}{z^*(\omega + \omega')} \right] \frac{\omega' d\omega'}{|z(\omega')|^2}. \quad (6)$$

Из соотношений (5) и (6) следует, что $F_{\omega}^2 = 2\hbar |\text{Im}\chi(\omega)|$ в полном соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой.

Если подвижная обкладка связана с механическим осциллятором с массой m , частотой $\omega_m = 2\omega_e$ и собственной добротностью $(Q_m)_{\text{intrinsic}} \gg Q_e$, то его добротность, обусловленная восприимчивостью (6), будет равна

$$(Q_m)_{\text{loaded}} = \frac{m\omega_m^2}{2|\text{Im}\chi(\omega_m)|} \approx \frac{16m\omega_m d^2}{\hbar Q_e}$$

(если $(Q_m)_{\text{loaded}} \gg Q_e$). Для осциллятора, образованного наименьшей модой поперечных колебаний пластины толщиной d и площадью S

$$(Q_m)_{\text{loaded}} \approx \frac{4\pi^2 YV}{\hbar\omega_e Q_e},$$

где Y — модуль Юнга материала пластины, $V = Sd$ — ее объем. При $S = 10^{-3} \text{ см}^2$, $d = 10^{-4} \text{ см}$, $\omega_e = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $Q_e = 10^{11}$ и $Y = 4 \cdot 10^{12} \text{ г/см} \cdot \text{с}^2$ будет $(Q_m)_{\text{loaded}} = 1,6 \cdot 10^{13}$, что не слишком далеко от реально полученных значений механической добротности.

На частотах, близких, но не равных точно $2\omega_e$, восприимчивость $\chi(\omega)$ имеет не равную нулю действительную часть, т.е. в механическое движение вносится жесткость $k_{\text{e.m}}$. Для рассмотренного механического осциллятора это приведет к сдвигу частоты

$$(\Delta\omega_m/\omega_m) = \frac{k_{\text{e.m}}}{2m\omega^2} = \frac{\hbar Q_e}{64md^2\omega_m} =$$

$$= \frac{\hbar\omega_e Q_e}{16\pi^2 YV} \approx 1,5 \cdot 10^{-14}$$

(если $|\omega_m - 2\omega_e| = \omega_e/Q_e$, что соответствует максимальному сдвигу частоты).

3. Перераспределение энергии нулевых колебаний [5]. Плотность энергии нулевых электромагнитных колебаний можно изменять, варьируя граничные условия, и этот эффект может быть обнаружен экспериментально. Пусть конденсатор с C и расстоянием между обкладками d подключен к линии передачи длиной l и волновым сопротивлением ρ . Полоса пропускания линии не должна быть ограничена снизу (это может быть, например, коаксиальная линия). Тогда в дополнение к силе Казимира появится дополнительная сила притяжения между обкладками конденсатора, вызванная нулевыми колебаниями в модах связанной системы "конденсатор + волновод". Структура этих мод, а следовательно, и плотность энергии нулевых колебаний в конденсаторе существенно зависят от граничных условий на втором конце линии.

Как показывает расчет, сила притяжения максимальна, если второй конец линии коротко замкнут, и минимальна, если разомкнут. Это легко объяснить тем, что наименьшая мода колебаний короткозамкнутой линии соответствует колебаниям в LC -контуре, где роль индуктивности играет линия. Для этой моды существенная часть энергии (примерно половина) находится в конденсаторе. Для остальных мод эта часть существенно меньше. Разность сил притяжения для случаев разомкнутого и замкнутого концов зависит от безразмерного параметра $l/v\rho C$, где v — скорость электромагнитной волны в линии. Максимальное значение достигается при $l/v\rho C \approx 0,42$ и равно

$$\Delta F \approx 0,07 \frac{\hbar v}{2dL}. \quad (7)$$

Если $v \approx c$ (скорости света в вакууме), $d = 10^{-6} \text{ см}$, $l = 10^2 \text{ см}$, то $\Delta F \approx 10^{-14} \text{ дин}$. Современные методы регистрации позволяют обнаружить такую силу.

Из сказанного следует, что, изменяя граничные условия на конце линии передачи, можно передавать информацию по электромагнитному каналу без излучения фотонов.

4. Дисперсия энергии нулевого квантового состояния [5]. Рассмотренный в п. 3 эффект является статическим. В то же время очевидно, что любые механические флуктуации, влияющие на граничные условия, в том числе и нулевые механические колебания, приведут к неопределенности энергии нулевого состояния электромагнитных мод.

Пусть имеется электромагнитный резонатор, связанный с механическим осциллятором через пондеромоторный эффект, так что частота резонатора ω_e зависит от координаты осциллятора x : $\omega_e = \omega_0[1 - (x/d)]$. Расчет показывает, что в состоянии, когда полная энергия этой системы минимальна (и, естественно, точно определена), энергии

ее механической и электромагнитной частей в отдельности обладают неопределенностями

$$\Delta E_e = \Delta E_m \approx \frac{\hbar \omega_e x_0}{2 d}, \quad (8)$$

где x_0 — неопределенность координаты механического осциллятора в его основном состоянии. Этот результат качественно легко объясняется наличием неопределенности частоты контура в силу ее зависимости от x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Casimir H.B.G. // Proc. Kon. Ned. Acad. Wet. 1948. V. 51. P. 793.
2. Levitov L.S. // Europhys Lett. 1989. V. 8, No. 6. P. 499.
3. G. Barton // J. Phys. A. 1991. V. 24. P. 991.
4. Braginsky V.B., Khalili F. Ya. // Phys. Lett. A. 1991. V. 161. P. 197.
5. Braginsky V.B., Khalili F. Ya. // Phys. Lett. A. 1992. V.167. P. 1.

А.С. Гадун, В.Н. Карпинский. Проблемы структурности Солнца и звезд. Сложная система структур присуща всем слоям и образованиям на Солнце и звездах. "Бесструктурной" стандартной солнечной модели (SSM) свойственна неустойчивость в ядре. Оно должно эволюционировать через возникновение неоднородностей и движений [1]. Нестационарность потока солнечных нейтрино в июле 1991 г. была зарегистрирована обоими независимыми нейтринными экспериментами SAGE и GALLEX и составила 300 SNU при фоновом значении 75 SNU и величине 132 SNU для SSM [2]. Реальность тонкоструктурных неоднородностей в радиоактивном ядре и основании конвективной зоны обсуждались в работах [3, 4]. Существенные неоднородности плотности внутри Солнца могли бы быть обнаружены из точных

измерений формы поверхности гравитационного потенциала вблизи Солнца. Вверху конвективной зоны образуются основные регулярные структуры солнечной фотосферы: супергрануляция, мезогрануляция и грануляция (рис. 1).

В основе исследований тонкой структуры Солнца лежат оптические наблюдения с высоким пространственным разрешением в доли секунды дуги (менее 500 км на поверхности Солнца). Фотоснимки Советской стратосферной солнечной обсерватории уже 20 лет остаются непревзойденным по качеству источником новой информации. Большой ценный материал был получен с 1978-го по 1988 г. в Памирской экспедиции ГАО АН СССР на телескопе "ПАМИР". Измерения контуров спектральных линий с точностью до 0,1 %, их бисекторов, характеризующих асимметрию линий и содержащих основную информацию, позволили изучать неразрешенную тонкую структуру не только на Солнце, но и на звездах [5].

Значение теории было мало, а теоретические прогнозы — неудачными. С начала 80-х годов появились возможности для трехмерного численного моделирования структур на основе решения уравнений сохранения в самой общей форме [6, 7]. Результаты его допускают непосредственное сравнение с наблюдательными данными. Физичность и приближенность моделей к реальности сочетаются с ограничениями. Они связаны с невозможностью моделировать с достаточной детальностью большой объем, а также лучистый селективный перенос энергии в неоднородной среде. При этом входит произвольность в задание граничных условий и подсеточной турбулентной вязкости. Численные модели стали важным инструментом исследования.

Остановимся на ключевых наблюдательных фактах [8]:

1. Средняя квадратичная величина неоднородностей относительно средней яркости для центра солнечного диска составляет 22%. Наша оценка существенно превосходила предшествующие.

2. Величина неоднородностей яркости монотонно и медленно спадает от центра к краю солнечного диска до 6%. Впервые тонкая структура была обнаружена на самом краю солнечного диска и даже "за краем" точкой перегиба фотометрического профиля края.

3. Движения со скоростями порядка 1 км/с свойственны всей толще фотосферы. Для спектральных линий, образующихся в интервале высот от 50 до 250 км над уровнем видимой поверхности солнечного диска, наблюдается высокая корреляция доплеровских сдвигов линий. Структура скоростей здесь однородна по высоте и состоит из вертикальных цилиндрических колонок. Выше такая структура резко нарушается в тонком слое в несколько десятков километров, как будто вертикальные потоки встречают некую преграду.

4. Неоднородности яркости в непрерывном спек-

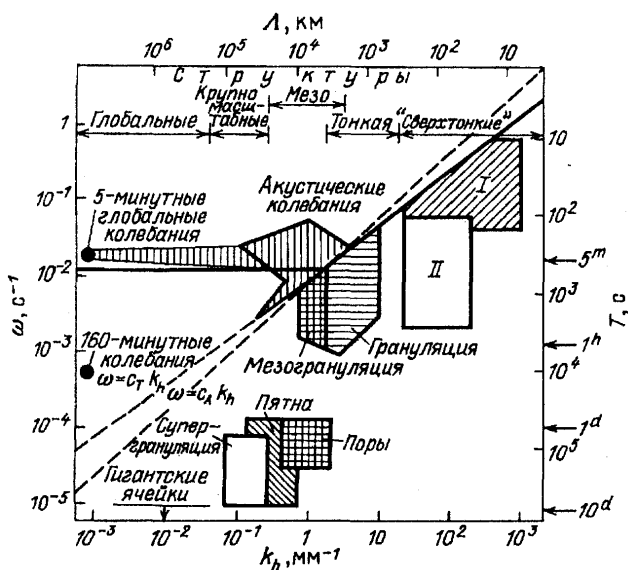


Рис. 1. Система структур солнечной фотосферы. k_n — горизонтальное волновое число, ω — циклическая частота. I — микротурбулентность, II — "точечные" гранулы, филигри, "точечные" магнитные трубки