# РЕЗОНАНСНОЕ ЗАТУХАНИЕ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЕЛЬ


М.С. Рудерман

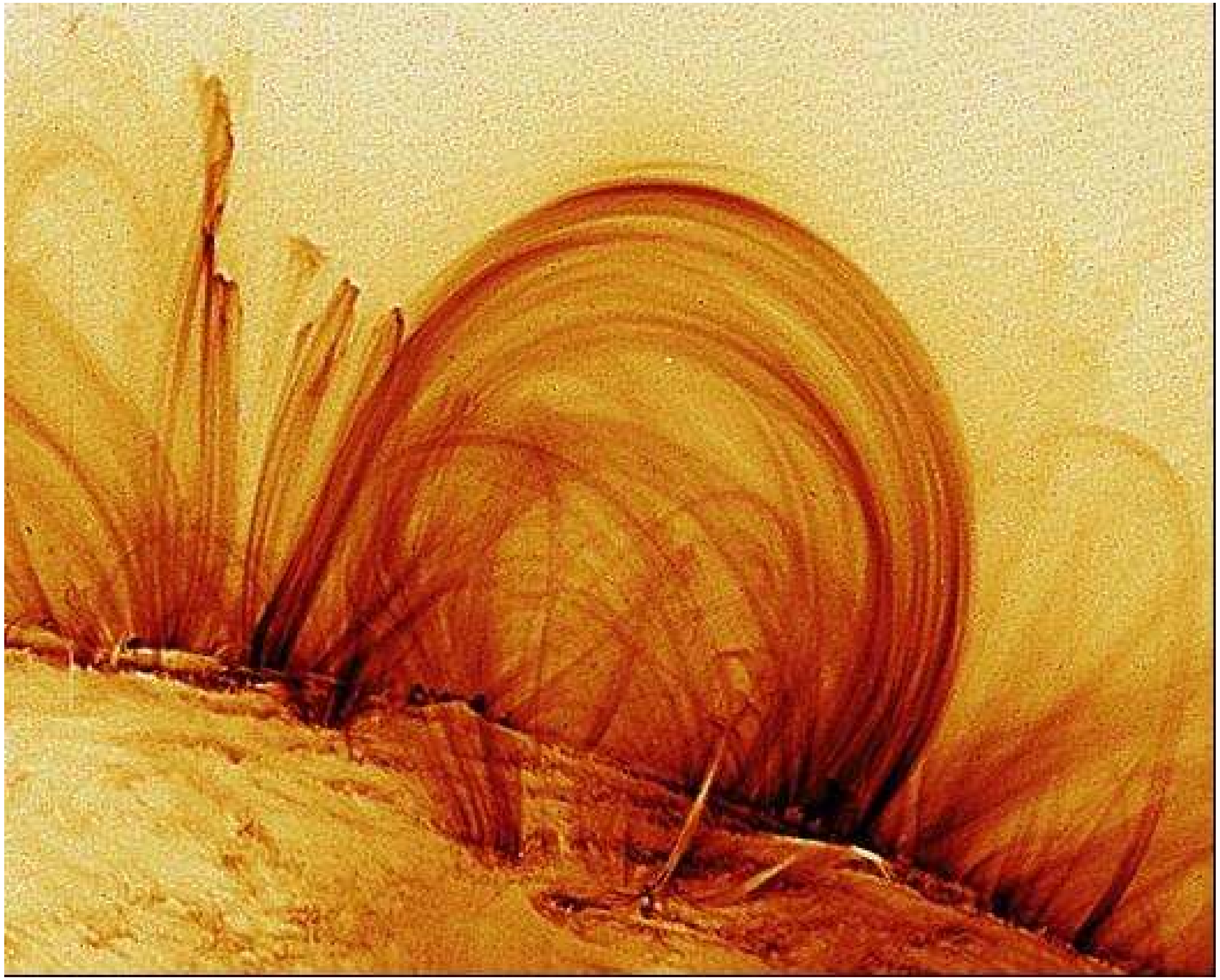
Шеффилдский университет, Шеффилд, Англия

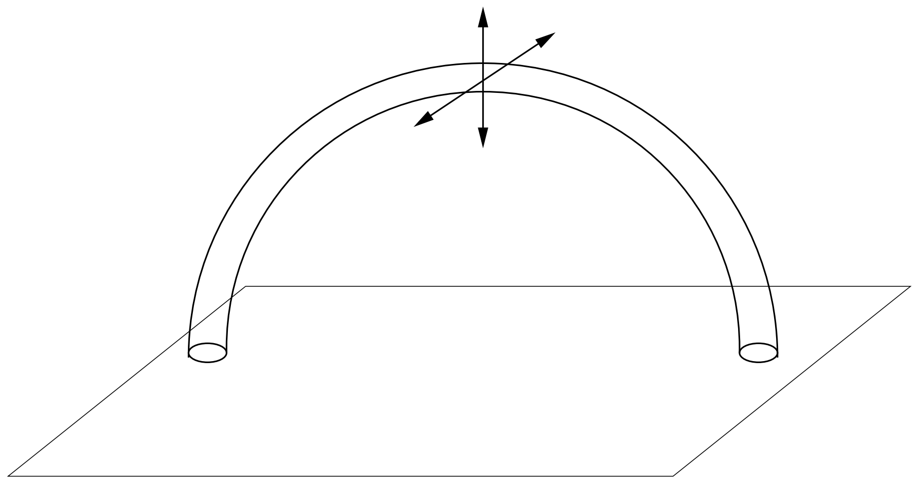
Институт Космических Исследований, Москва, Россия

# СОДЕРЖАНИЕ

# 1. ВВЕДЕНИЕ

- Солнечная корона структурирована магнитным полем.
- Корональные магнитные петли — типичные магнитные структуры в солнечной короне.
- Они характеризуются повышенной температурой и плотностью. Обычно отношение плотностей варьируется между 3 и 10.
- Типичное отношение длины петли к радиусу поперечного сечения равно 50.
- Время свободного пробега протонов — секунды.





- Изгибные колебания корональных петель впервые наблюдались на аппарате TRACE 14 июля 1998 г.
- Период колебаний был 256 секунд.
- Время затухания колебаний было 870 секунд.

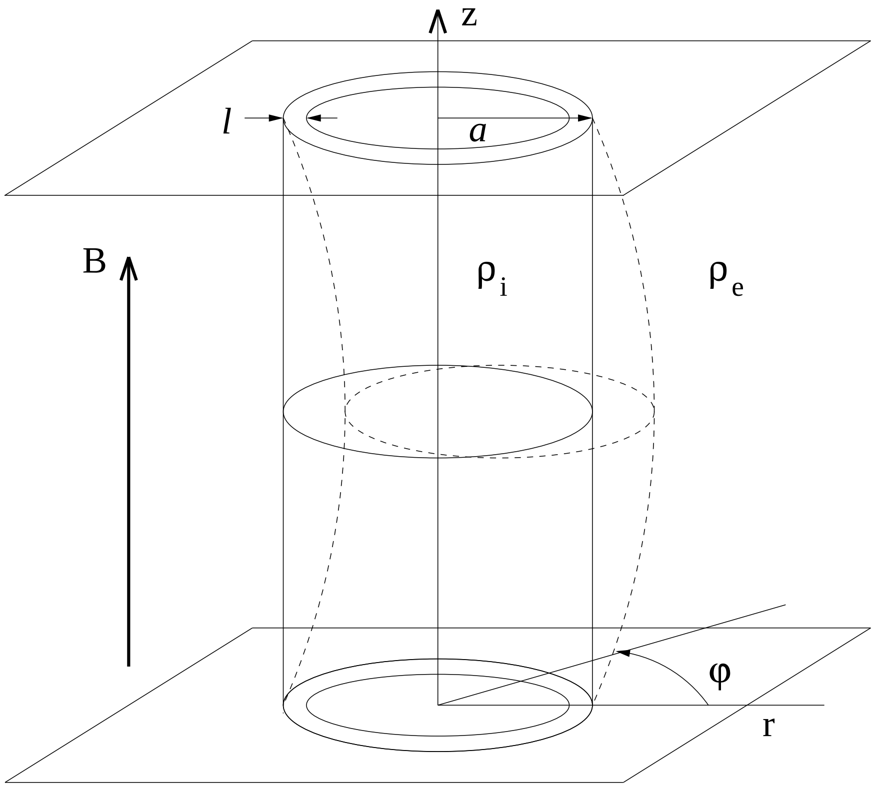
- Во всех последующих наблюдения изгибных колебаний периоды равнялись наскольким минутам, а время звтухения — нескольким периодам колебаний.
- В настоящее время наиболее вероятным механизмом затухания является резонансное затухание.

## 2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ДЕКРЕМЕНТА НА ОСНОВЕ ИДЕАЛЬНОЙ МГД

- В первых приложениях к солнечной физике использовалась идеальная МГД.
- С помощью преобразования Лапласа решалась задача с начальными значениями.
- Решение оказывается многозначной функцией комплексной переменной. Оно продолжается с основного листа Римановой поверхности на неосновные листы.
- Для вычисления асимптотики на больших временах контур интегрирования используемый для вычисления обратного преобразования Лапласа замыкается. Часть замкнутого контура лежит на неосновных листах Римановой поверхности.

- Асимптотическое поведение решения определяется полюсом на одном из неосновных листов.
- Мнимая часть полюса определяет декремент.
- Этот подход аналоничен вычислению декрмента затухания Ландау.
- Хотя математически метод вдолне корректен, результат выглядит как математическй трюк, поскольку все физическое процессы приводяшие к затуханию остаются “за кадром.”

# 3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ДЕКРЕМЕНТА НА ОСНОВЕ ДИССИПАТИВНОЙ МГД




Предполагаем что $\ell \ll a$.

В длинноволновом приближении частота изгибных волн равна $\omega_k = C_k k$, $k = \pi/L$,

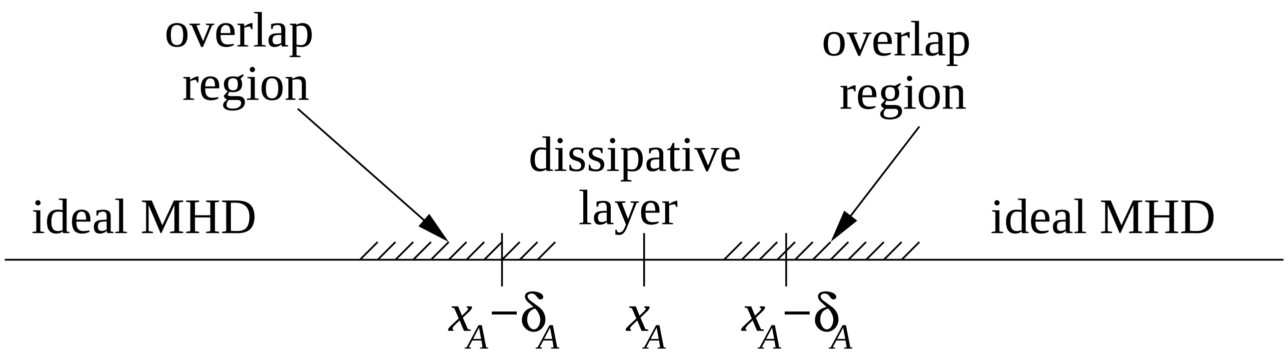
$$C_k^2 = \frac{2B^2}{\mu_0(\rho_i + \rho_e)}$$

В переходном слое $V_A$ возрастает от $V_{Ai}$ до $V_{Ae}$.

$V_{Ai} < C_k < V_{Ae} \Longrightarrow$
$\exists\, r_A : V_A(r_A) = C_k$;

$r = r_A$ – Альфвеновская резонансная поверхность. На ней изгибная волна в резонансе с локальными Альфвеновскими колебаниями.

- Фазовое смешение приводит к появлению больших градиентов в окрестности резонансной поверхности.
- В слабо диссипативной плазме диссипация важна только в тонком диссипативном слое охватывающем резонансную поверхность.
- Для вычисления декремента можно использовать метод сращиваемых асимптотических разложений.




- В результате получается решение описывающее нормальную моду диссипативной МГД.
- **Mok & Einaudy (1985)** использовали этот метод в плоской геометрии.

- **Goossens, Hollweg & Sakurai (1992)** обощили его на цилиндрическую геометрию.

- В обеих работах предполагалось что диссипация мала, но не слишком мала. Для тонкой магнитной трубки: $1 \ll Re \lesssim (L/a)(a/\ell)^5$, где $L$ — длина петли, а $Re = aC_k/\nu$ — число Рейнольдса.

- Типичные значения для магнитных петель: $a/\ell \simeq 5$, $L/a \simeq 50$, $Re \gtrsim 10^{10}$, так что $Re \gg (L/a)(a/\ell)^5$.

- **Ruderman, Tirry & Gossens (1995)** обобщили анализ на случай произвольного $Re \gg 1$ в плоской геометрии, а **Tirry and Gossens (1996)** — в цилиндрической геометрии.

- Условие $Re \simeq (L/a)(a/\ell)^5$ эквивалентно $\delta_A \simeq \ell^2/a$.

- При $Re < (L/a)(a/\ell)^5$ толщина диссипативного слоя порядка $\delta_A$, а характерный пространственный масштаб изменения возмущений равен тольщине слоя.

- При $Re > (L/a)(a/\ell)^5$ толщина диссипативного слоя порядка $\ell^2/a$, а возмущения всех величин — осциллирующие функции пространственной переменной.

При $Re \gg 1$ декремент не зависит от $Re$ и такой же как в идеальной МГД. Характерное время затухания порядка $(a/\ell)\Pi$.

**Ruderman & Roberts (2002)** получили

$$\gamma_d = \frac{\pi C_k}{4L} \left( \frac{\ell}{a} \right) \frac{\rho_i - \rho_e}{\rho_i + \rho_e}$$

Они применили эту теорию к первому наблюдению изгибных колебаний и получили что наблюдавшееся время затухания соответствует $\ell/a = 0.23$.

Но являются ли наблюдаемы поперечные колебания корональных петель нормальными модами?

**Ruderman & Roberts (2002):** вне диссипативного слоя изгибные колебания корональной петли вызванные произвольным возмущением хорошо описываются нормальной модой при $t \gtrsim \Pi$.

**Kappraff & Tataronis (1977) (и множество более поздних публикаций):** в диссипативном слое изгибные колебания вызванные произвольным возмущением хорошо описываются нормальной модой только при $t \gtrsim Re^{1/3}\Pi$. Это времена порядка двух-трёх суток. Наблюдаемые времена затухания колебаний порядка 10 - 20 минут.

Так описывает ли классическая теория резонансного затухания наблюдаемое затухание изгибных колебаний корональных магнитных петель?

# 4. ЗАТУХАНИЕ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЕЛЬ ВСЛЕДСТВИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЛН

**Ruderman & Terradas (2013):** решение начальной задачи в приближении линейной идеальной МГД.

- Рассматривалось то же самое невозмущённое состояние что и в предыдущем разделе. Использовалось приближение холодной плазмы.
- Вне переходного слоя начальное возмущение задавалось в виде нормальной моды.
- Внутри переходного слоя начальное возмущение совпадало с решением соответствующим нормальной волновой моде для невозмущённого состояния с резкой границей $(\ell = 0)$.

- В декартовых координатах $x$, $y$, $z$ с осью $z$ совпадающей с осью трубки форма оси трубки задаётся уравнением $x = X(t,z)$. Для фундаментальной моды $X(t,z) = \eta(t)\sin(kz)$, $k = \pi/L$.

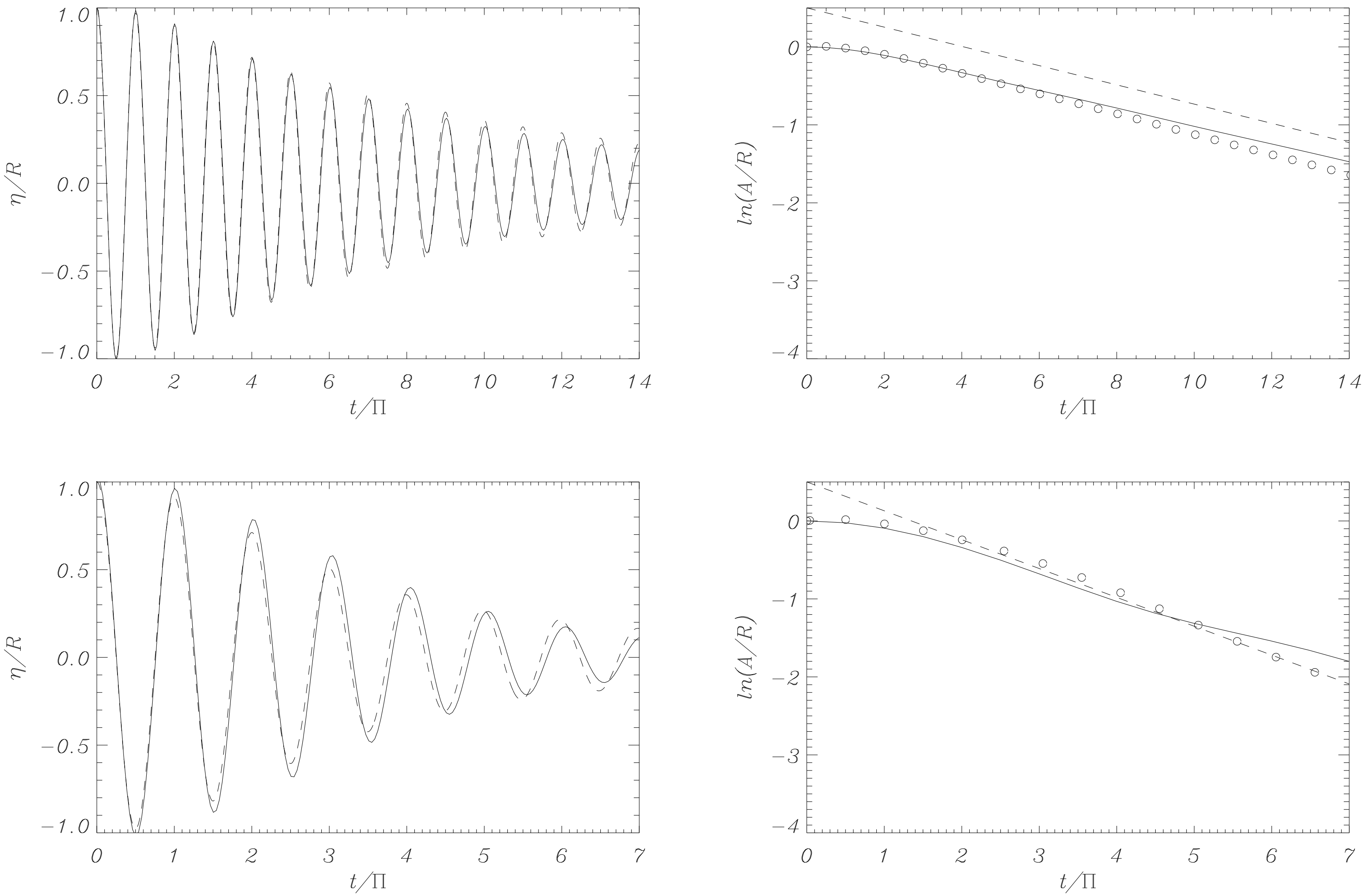
- С помощью метода асимптатических разложений было получено уравнение

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + \omega^2\eta = \epsilon \int_0^t G(\omega t')\eta(t-t')\,dt' - \epsilon F(\omega t) \qquad (*)$$

  где $\omega = kC_k = 2\pi/\Pi$ и $\epsilon = \ell/a$.

- Уравнение $(*)$ было решено с помощью преобразования Лапласа. Решение было получено в виде интеграла от некоторой комплесной функции. С помощью этого решения было показано что $\eta \propto \exp(-\gamma_d t)$ при $\omega t \gg 1$, где $\gamma_d$ — декремент резонансного затухания полученный в рамках классической теории резонансного затухания.

- Для анализа поведения $\eta(t)$ при $t/\Pi \simeq 1$ уравнение $(*)$ было решено численно. Верхние рисунки для $\epsilon = 0.1$, нижние — для $\epsilon = 0.3$.



- При небольших значениях $t/\Pi$ зависимость $\eta(t)$ от $t$ близка к Гауссовой. При увеличении $t/\Pi$ она переходит в экспоненциальную.
- Переход от Гауссовой к экспоненциальной зависимости происходит между $t/\Pi = 1$ и $t/\Pi = 2$.
- Втемя затухания колебания $t_d$ определяется условием что при $t = t_d$ амплитуда уменьшается в $e$ раз по сравнению с начальным значением.
- Классическая теория резонансного затухения занижает время затузания колебаний. Ошибка возрастает при увеличении $\epsilon$. Однако даже при $\epsilon = 0.3$ она составляет менее 20%.

# 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Изгибные колебания корональных петель с периодами в несколько минут систематически наблюдаются на космических аппаратах.
- Эти колебания затухают в течение нескольких периодов.
- В настоящее время наиболее вероятным механизмом затухания считается резонансное затухание волн.
- В классической теории резонансного затухания вычисляется декремент нормальной моды диссипативной МГД. Он не зависит от величины диссипации при $Re \gg 1$ и определяется только параметрами невозмущённого состояния.
- Независимость декремента от величины диссипации связано с тем что затухание происходит не вследствие диссипации волновой энергии, а вследствие трансформации волн.

- В модели тонкой трубки с радиусом поперечного сечения $a$ и переходным слоем толщины $\ell \ll a$ декремент пропорционален $\ell/a$.
- Изгибные колебания тонкой трубки вызванные произвольным возмущением хорошо описываются нормальной модой вдали от резонансной поверхности после переходного процесса длительностью порядка одного периода колебаний $\Pi$.
- В окресности резонансной поверхности изгибные колебания вызванные произвольным возмущением описываются нормальной модой только на временах больше либо порядка $Re^{1/3}\Pi$.
- Для типичных условий в корональных петлях $Re$ порядка $10^{10}$, так что $Re^{1/3}\Pi$ порядка нескольких дней. Таким образом, одно из основных предположений классической теории резонансного затухания не выполнено в приложении к колебаниям корональных петель.

- Решение начальной задачи показало что в течение одного-двух периодов амплитуда колебаний описывается Гауссовой функцией. На больших временах амплитуда затухает экспоненциально.
- Чем больше $\epsilon = \ell/a$, тем позже происходит переход от Гауссовой функции к экспоненте.
- Время затухания полученное с помощью решения начальной задачи больше временя затухания полученного на основе классической теории резонансного затухания.
- При $\epsilon \leq 0.3$ ошибка не превышает 20%. Таким образом, классическая теория резонансного затухания даёт время затухания с достаточно хорошей точностью и может использоваться в корональной сейсмологии.