Акустическая прозрачность интерфейса двух цепочек

Виталий Андреевич Кузькин

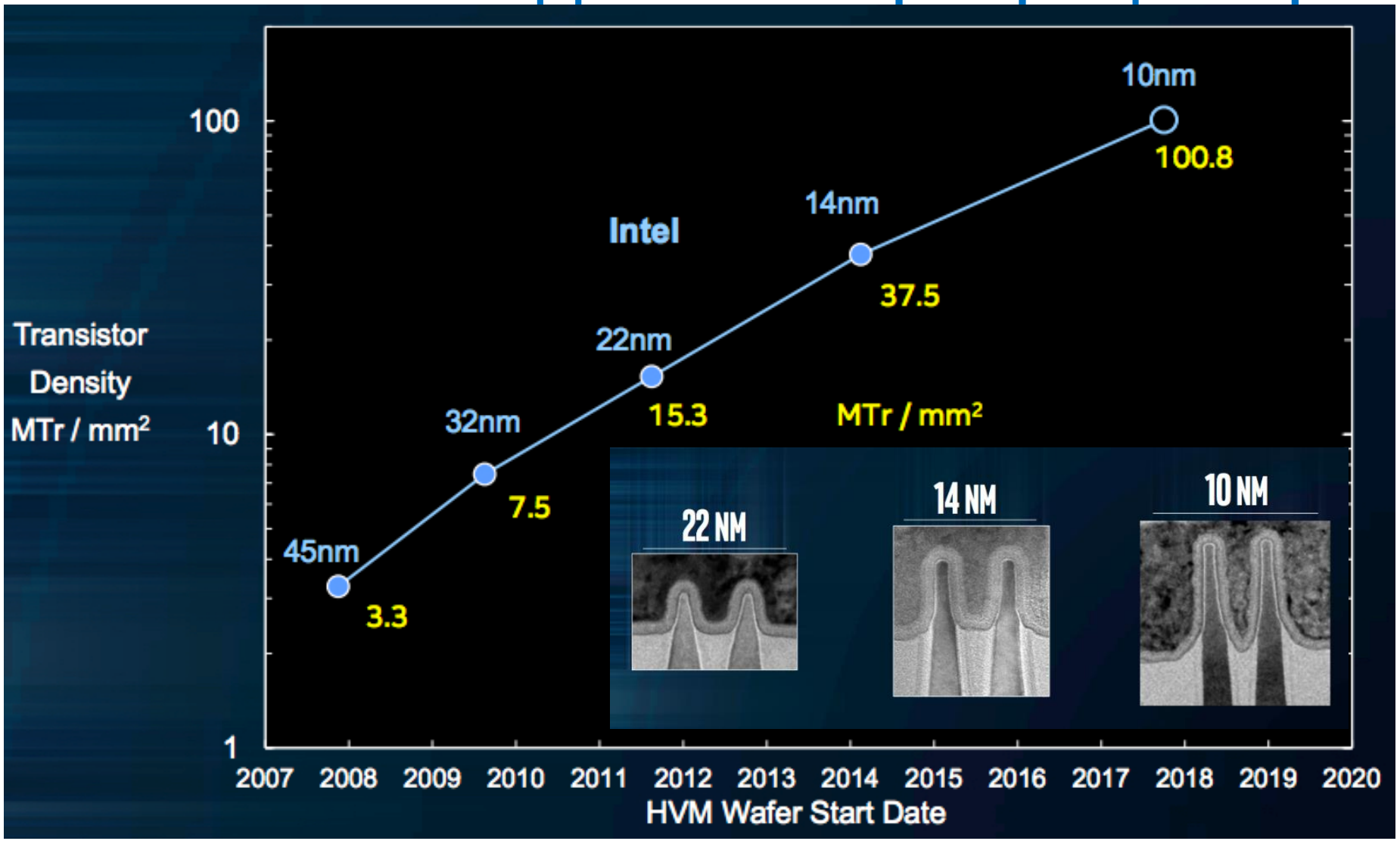
в.н.с. ИПМаш РАН, проф. СПбПУ

Семинар «Математическое моделирование в механике»,

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, 2023

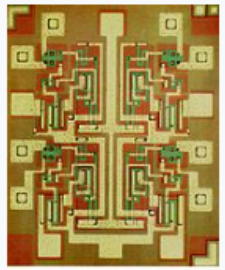
Содержание

нано
Вызов: охлаждение ~~микро~~процессоров



https://spectrum.ieee.org/nanoclast/semiconductors/processors/intel-now-packs-100-million-transistors-in-each-square-millimeter

Semiconductor device fabrication



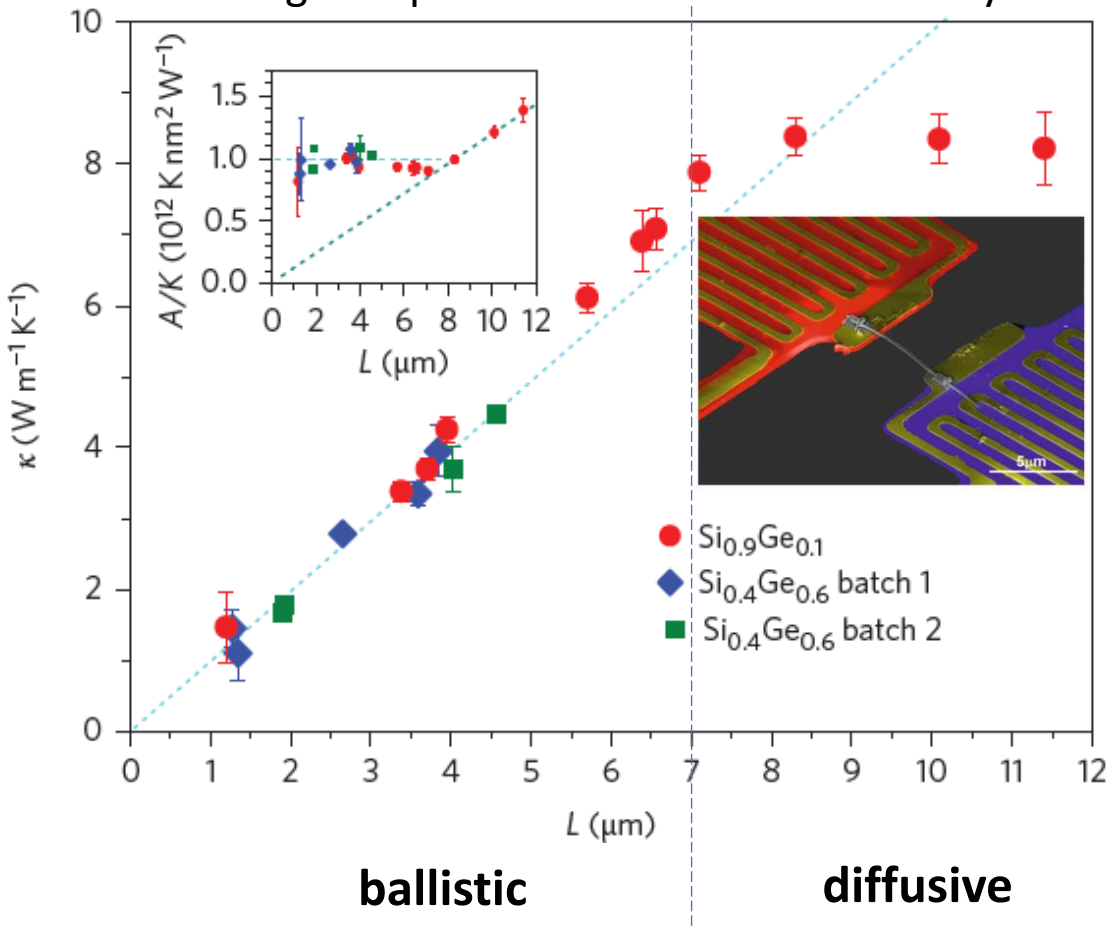
MOSFET scaling (process nodes)

- 10 µm – 1971
- 6 µm – 1974
- 3 µm – 1977
- 1.5 µm – 1981
- 1 µm – 1984
- 800 nm – 1987
- 600 nm – 1990
- 350 nm – 1993
- 250 nm – 1996
- 180 nm – 1999
- 130 nm – 2001
- 90 nm – 2003
- 65 nm – 2005
- 45 nm – 2007
- 32 nm – 2009
- 22 nm – 2012
- 14 nm – 2014
- 10 nm – 2016
- 7 nm – 2018
- 5 nm – 2020
- 3 nm – 2022

Режимы теплопереноса

- **Диффузионный**
  - Выполняется закон Фурье
  - Коэффициент теплопроводности – константа материала
- **Баллистический**
  - Нарушение закона Фурье
  - Эффективный коэффициент теплопроводности пропорционален размеру (K ~ L)

Length dependence of heat conductivity*



*T.-K. Hsiao et al. Observation of room-temperature ballistic thermal conduction persisting over 8.3 micron in SiGe nanowires. Nature Nanotech. 2013

Баллистическое распространение тепла в бесконечных кристаллах

Изменение начального распределения температуры $T_0(\boldsymbol{x})$

$$T_S = \frac{1}{4N}\sum_{j=1}^{N}\int_{\mathbf{k}}\left(T_0(\mathbf{x}+\mathbf{v}_g^j t)+T_0(\mathbf{x}-\mathbf{v}_g^j t)\right)\mathrm{d}\mathbf{k}.$$

тепловые волны

Формула справедлива для

- 1D, 2D, 3D
- ячейки с N степенями свободы
- Произвольных линейных взаимодействий

Kuzkin V.A. **Unsteady ballistic heat transport in harmonic crystals with polyatomic unit cell.** Continuum Mech. Thermodyn. 2019

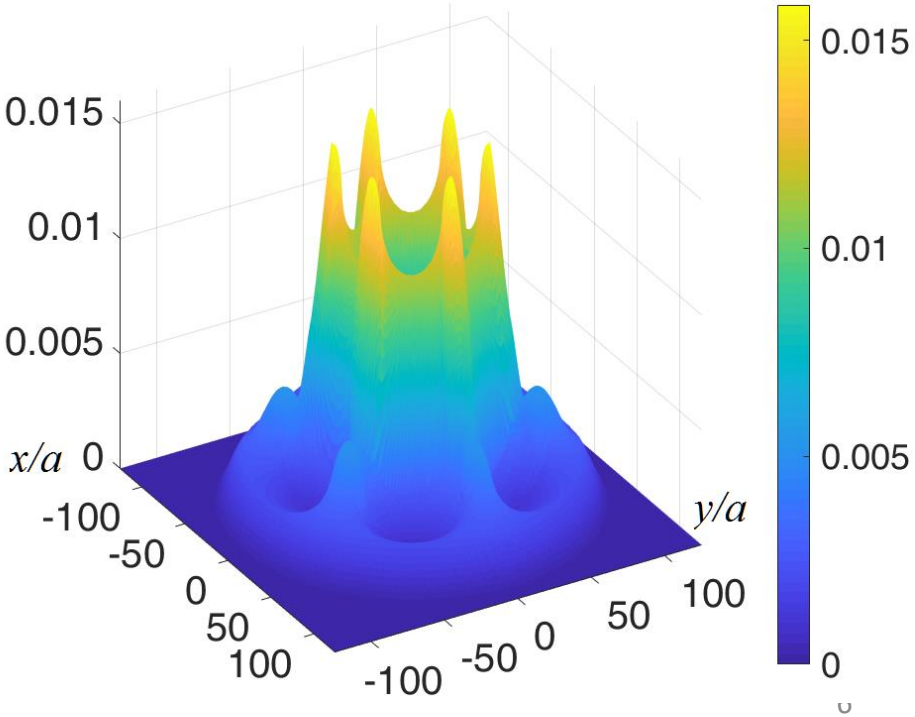
Особенности баллистического теплопереноса в бесконечных кристаллах

Гармоническая теория предсказывает:

- ✓ Конечная скорость фронта
- ✓ Несколько температур
- ✓ Анизотропия в “изотропных материалах”
- ✓ Перенос тепла “от холодного к горячему”
- ✓ Колебательное затухание температуры

Chapter 24
Discrete Thermomechanics: From Thermal Echo to Ballistic Resonance (A Review)

Ekaterina A. Podolskaya, Anton M. Krivtsov, and Vitaly A. Kuzkin



Отражение тепловых волн от свободной границы

Перенос тепла в свободном кристалле

- Уравнения динамики

$$\ddot{u}_n = \omega_e^2(u_{n+1} - 2u_n + u_{n-1}),$$

$$\boxed{\begin{aligned} \ddot{u}_0 &= \omega_e^2(u_1 - u_0), \\ \ddot{u}_{N-1} &= \omega_e^2(u_{N-2} - u_{N-1}). \end{aligned}}$$

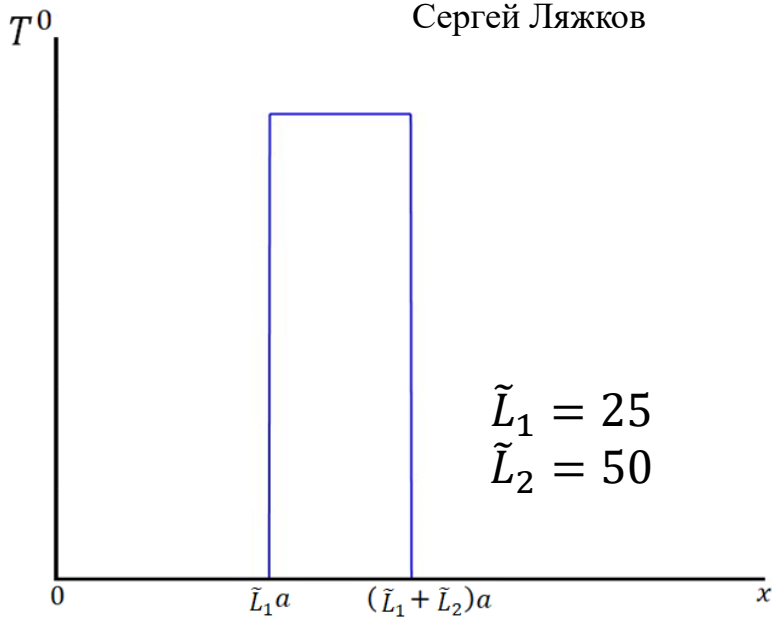
свободные концы

Сергей Ляжков

- Начальные условия

$$u_n^0 = 0, \qquad v_n^0 = \rho_n \sqrt{\frac{k_B T_n^0}{m}}$$

$$\langle \rho_n \rangle = 0, \qquad \langle \rho_n \rho_m \rangle = \delta_{nm}$$



Континуальное выражение для кинетической температуры

Поле температуры:

$$T(x,t) = T^F + T^S$$

Быстрый процесс (выравнивание кинетической и потенциальной энергий):

$$T^F(x,t) = \frac{T^0(x)}{2} J_0(4\omega_e t).$$

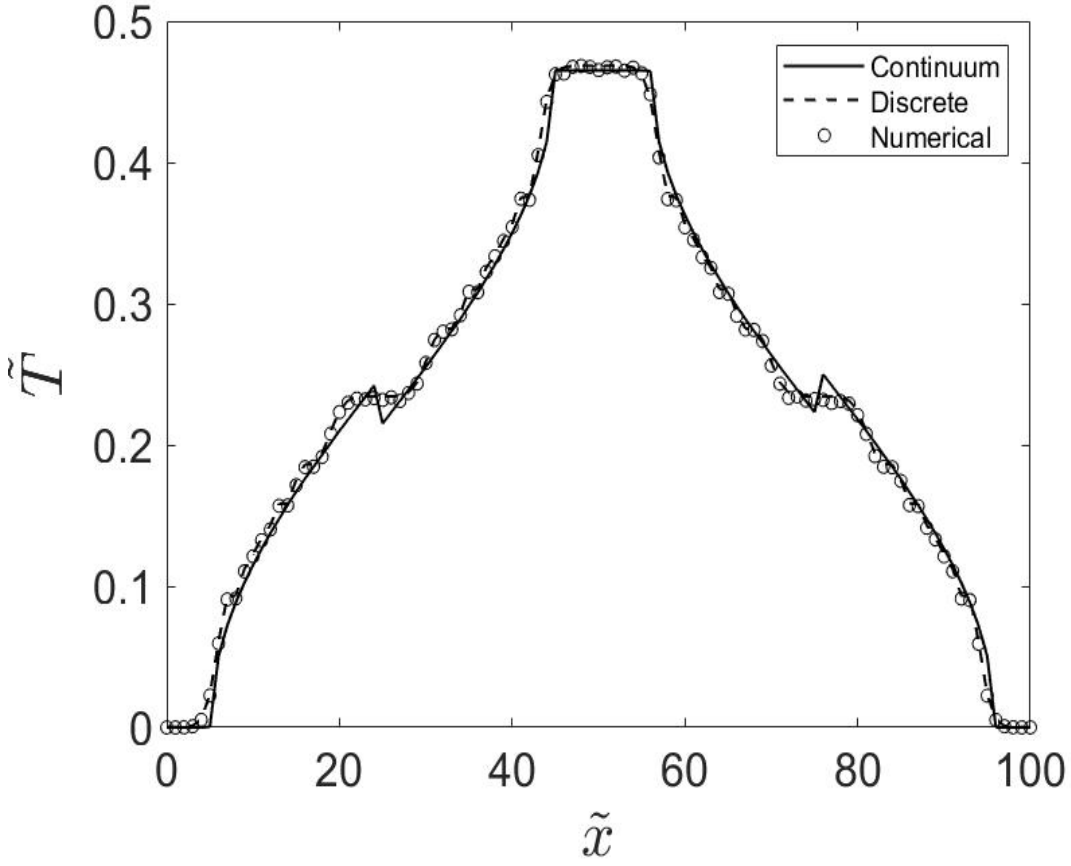
Медленный процесс (баллистическое распространение тепла):

$$T^S(x,t) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} T^0(|x + v_s t\cos\theta|)\mathrm{d}\theta$$

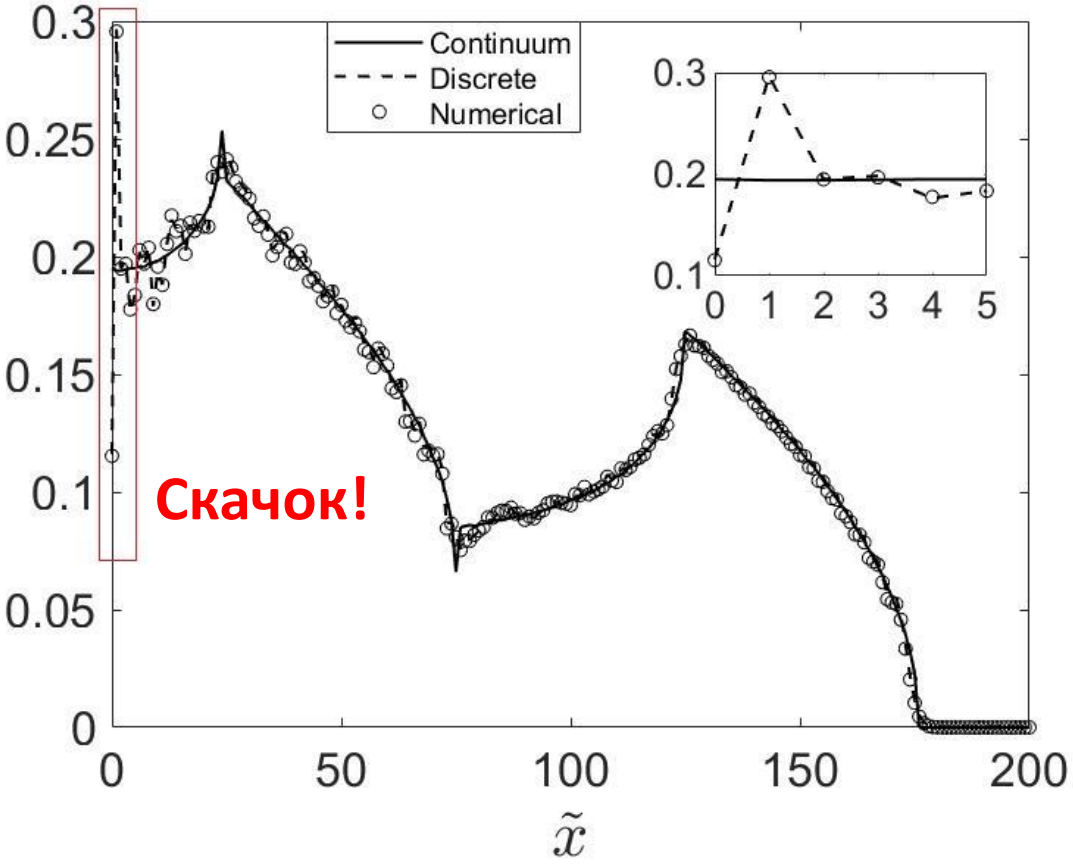
где v_s – скорость звука.

Прямоугольное тепловое возмущение (до достижения границы)

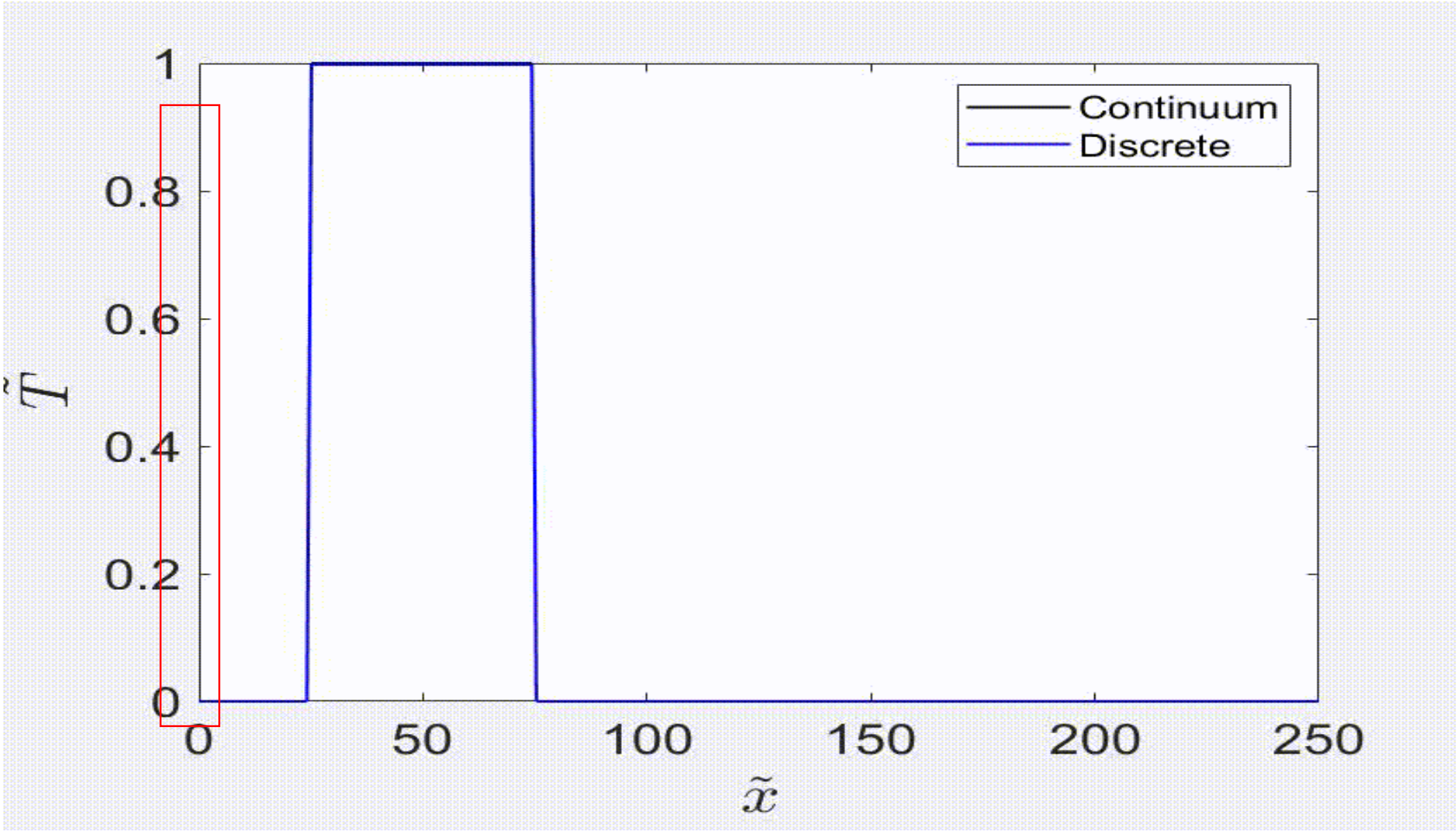
До достижения границы



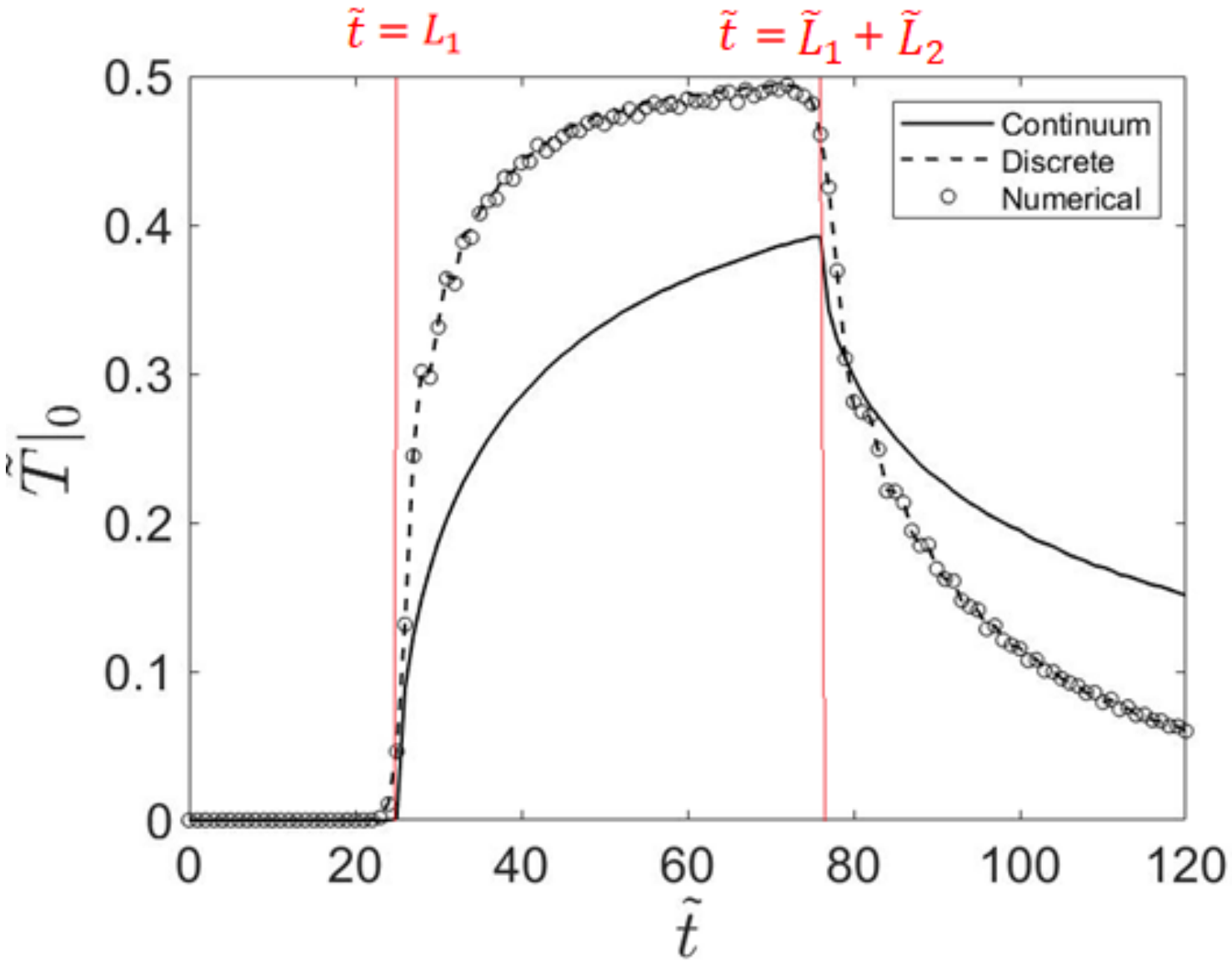
После отражения от границы



Скачок на границе



Температура на свободной границе цепочки



Continuum Mech. Thermodyn.
https://doi.org/10.1007/s00161-023-01186-z

ORIGINAL ARTICLE

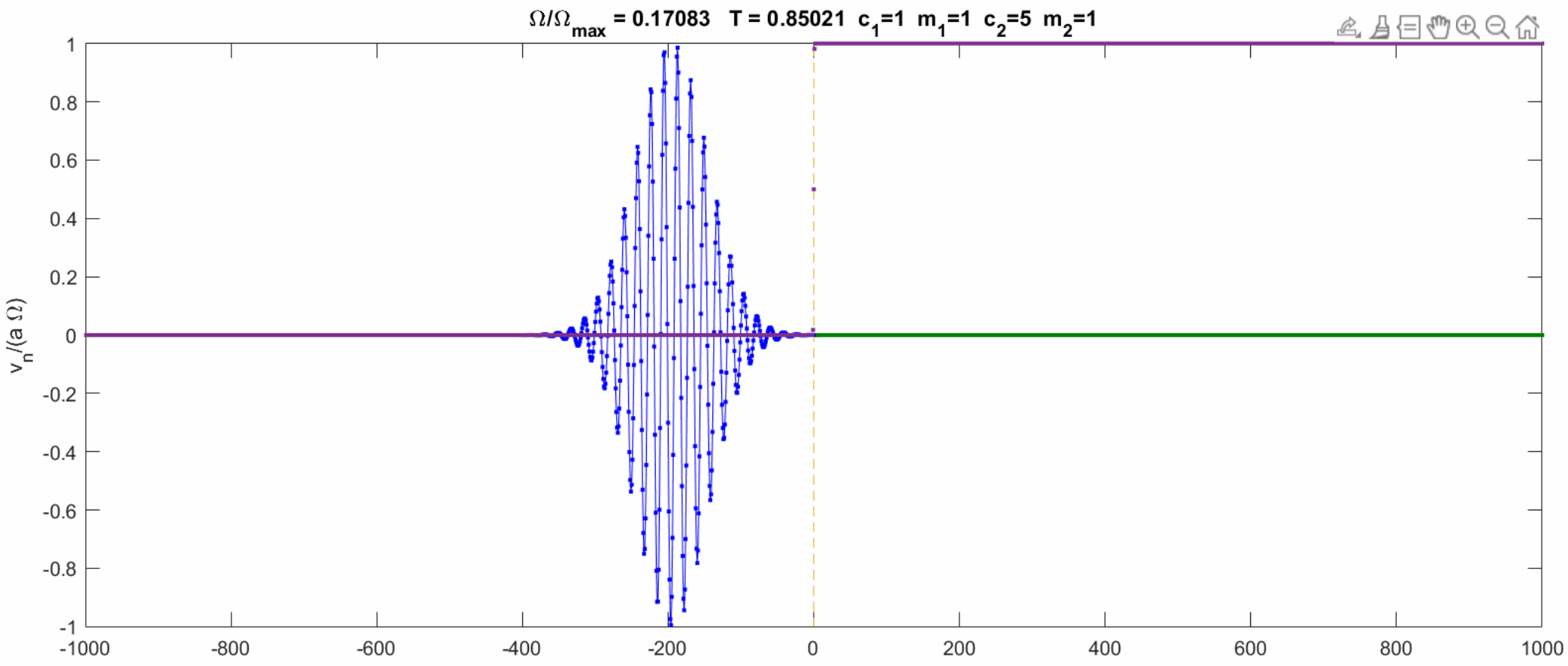
Sergei D. Liazhkov

Unsteady thermal transport in an instantly heated semi-infinite free end Hooke chain

Континуальное решение на границе не работает

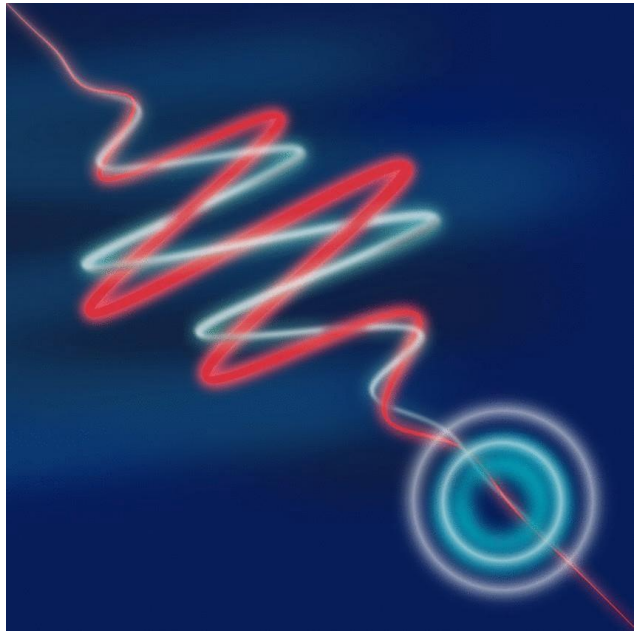
Прохождение волновых пакетов через интерфейс

Пример (цепочки с разными жесткостями)



Мотивация (глобальная)

- Тепловое сопротивление интерфейса (сопротивление Капицы)
- Тепловые диоды (величина теплового потока зависит от знака градиента температуры)
- Кинетическая теория Больцмана - связь фононов и волновых пакетов
- Квантовая механика – соотношения неопределенности, карпускулярно-волновой дуализм

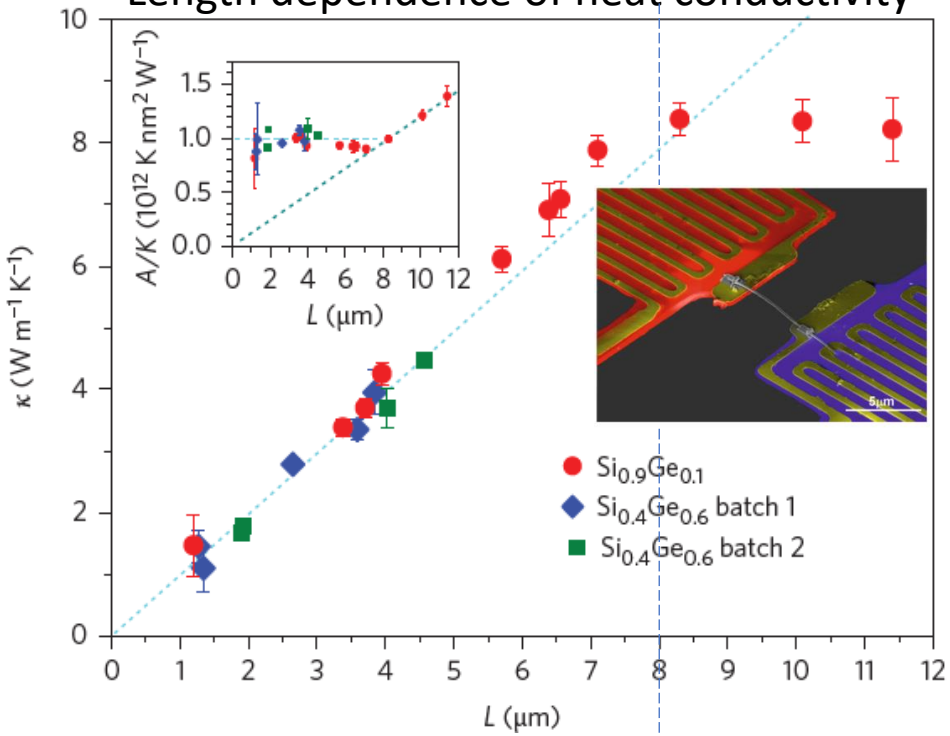


Мотивация (локальная)

- Развитие подхода энергетической динамики (Krivtsov, ZAMM, 2022) для неоднородных сред

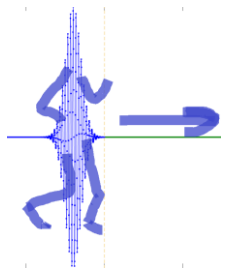
- Исследование влияния упругого основания (подложки) на прохождение волн через интерфейс

Length dependence of heat conductivity*



ballistic **diffusive**

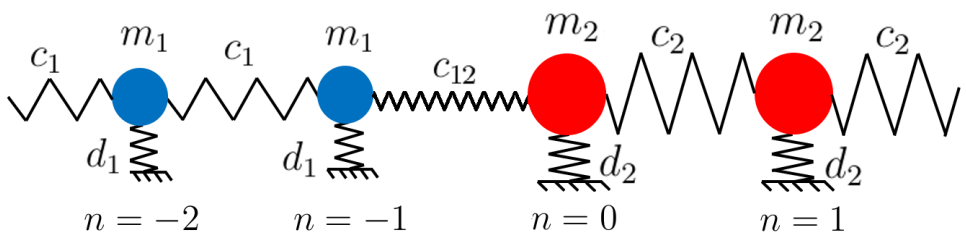
Используемая модель



- Уравнения динамики

$$M_n \dot{v}_n = F_{n+\frac{1}{2}} - F_{n-\frac{1}{2}} - D_n u_n, \quad F_{n+\frac{1}{2}} = C_{n+\frac{1}{2}} \varepsilon_{n+\frac{1}{2}},$$

$$\varepsilon_{n+\frac{1}{2}} = u_{n+1} - u_n, \qquad v_n = \dot{u}_n.$$



- Распределение параметров

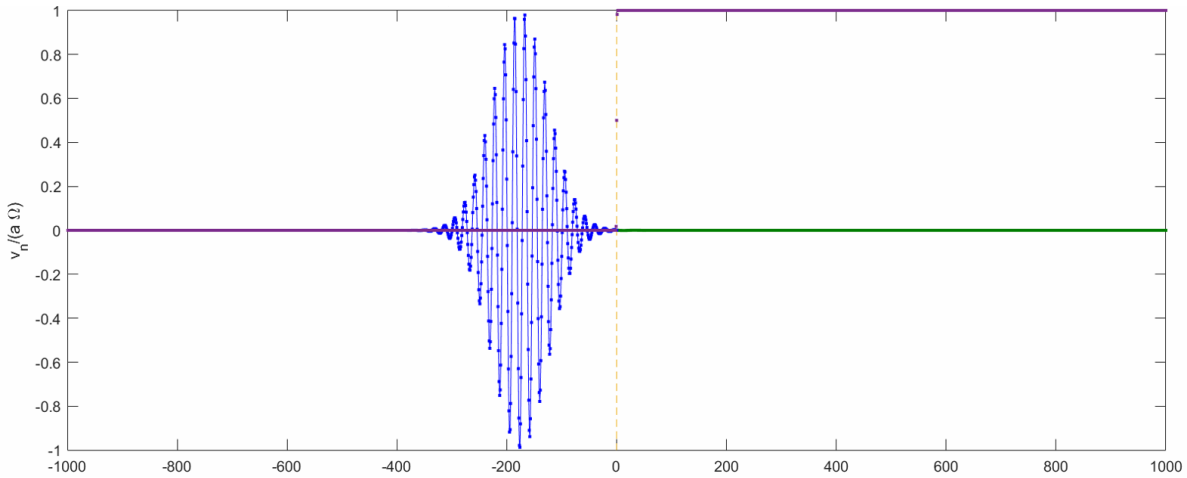
$$M_n = \begin{cases} m_1, & n < 0, \\ m_2, & n \geq 0, \end{cases} \qquad C_{n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} c_1, & n < -1, \\ c_{12}, & n = -1, \\ c_2, & n \geq 0, \end{cases}$$

$$D_n = \begin{cases} d_1, & n < 0, \\ d_2, & n \geq 0. \end{cases}$$

Начальные условия: “волновые пакеты”

- Перемещения

$$u_n = U_0 \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}(n-n_0)^2\right)\sin(k_1 n),$$



- Скорости

$$v_n = -U_0 \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}(n-n_0)^2\right)\left[\Omega\cos(k_1 n) - \frac{\beta^2 g_1}{a}(n-n_0)\sin(k_1 n)\right]$$

Часто цитируемая статья - P.K. Schelling, S.R. Phillpot, P. Keblinski, Phonon wave-packet dynamics at semiconductor interfaces by molecular-dynamics simulation. Appl. Phys. Lett., 80(14), 2484-2486 (2002)

Замечание о начальных условиях

- Ищем решение уравнений динамики цепочки в виде

$$u_n = A\,(\beta n a, \beta t)\sin(k_1 n - \Omega t), \qquad |\beta| \ll 1.$$

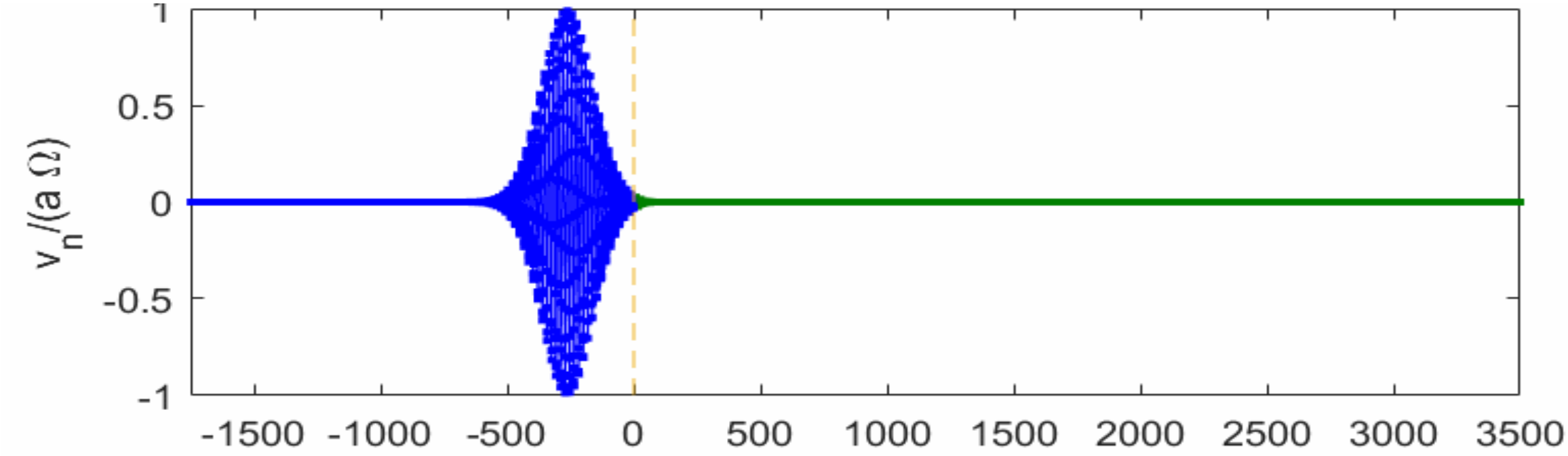
- Подстановка в уравнения динамики при малом *beta* дает

$$\Omega^2 - \frac{d_1}{m_1} - \frac{4c_1}{m_1}\sin^2\frac{k_1}{2} = 0, \qquad \frac{\partial A}{\partial \beta t} = g_1 \frac{\partial A}{\partial \beta x},$$

- Приближенное решение (“волновой пакет”)

$$\boxed{u_n \approx A(\beta(na - g_1 t))\sin(k_1 n - \Omega t),}$$

Движение волнового пакета в однородной среде



Вычисление коэффициента прохождения

Коэффициент прохождения – отношение энергии прошедшего волнового пакета/волны к энергии падающего пакета (волны)

Два подхода:

1. Метод “трех волн”
2. Энергетическая динамика (Krivtsov, ZAMM, 2022)

Подход 1. Метод “трех волн”

- Ищем решение уравнений динамики в виде

$$u_n = \begin{cases} A_I e^{\mathrm{i}(\Omega t - k_1 n)} + A_R e^{\mathrm{i}(\Omega t + k_1 n)}, & n < 0, \\ A_T e^{\mathrm{i}(\Omega t - k_2 n)}, & n \geq 0, \end{cases} \qquad m_i \Omega^2 = d_i + 4c_i \sin^2 \frac{k_i}{2},$$

- Связь между амплитудами находится из уравнений для интерфейса

$$m_1 \ddot{u}_{-1} = c_{12}(u_0 - u_{-1}) + c_1(u_{-2} - u_{-1}) - d_1 u_{-1},$$

$$m_2 \ddot{u}_0 = c_{12}(u_{-1} - u_0) + c_2(u_1 - u_0) - d_2 u_0.$$

L. Rayleigh, Theory of Sound, McMillan, London, 1894

Подход 1. Метод “трех волн”

- Определение к-та прохождения (для полубесконечных волн)

$$T = \frac{h_T}{h_I}, \qquad R = 1 - T, \quad \Rightarrow \quad T = \frac{m_2 g_2 |A_T|^2}{m_1 g_1 |A_I|^2}.$$

- Коэффициент прохождения

$$\boxed{T = \frac{16\Omega^2 m_1 m_2 g_1 g_2}{4\Omega^2 (m_1 g_1 + m_2 g_2)^2 + a^2\Big((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\Big)^2}}$$

Подход 2. Энергетическая динамика

- Аналогия между распространением энергии и переносом массы
- Энергия ~ масса, поток ~ импульс
- Уравнения баланса для потока (аналог баланса импульса)

$$\boxed{\dot{h} = E\ddot{x}_c = \Phi}$$

$$h = \frac{1}{2}\sum_{n\in\mathbb{Z}'}\left(v_{n+\frac{1}{2}} + v_{n-\frac{1}{2}}\right)F_n a_n$$

Received: 26 October 2021 | Revised: 28 February 2022 | Accepted: 3 March 2022
DOI: 10.1002/zamm.202100496
ZAMM
SPECIAL ISSUE ARTICLE

Dynamics of matter and energy

Anton M. Krivtsov[1,2]

[1]Higher School of Theoretical Mechanics, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia
[2]Institute for Problems in Mechanical Engineering of Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia

Correspondence
Anton M. Krivtsov, Higher School of Theoretical Mechanics, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Polytechnicheskaya, 29, Saint Petersburg 195251, Russia.
Email: akrivtsov@bk.ru

Funding information
Russian Science Foundation, Grant/Award Number: 21-11-00378

We propose and examine a potential analogy between mass transfer (in space) and energy transfer (in solids). We adapt classical equations of matter dynamics to describe the dynamics of energy transfer. Such fundamental quantities as the effective mass, momentum, moment of inertia and other quantities typical for bodies of matter are introduced for "bodies" of energy. Along with this, two new concepts of "carrier" and "phantom" are proposed. A carrier is a medium which enables energy transfer. A phantom is a virtual body of matter having its mass distribution equivalent to the energy distribution in the carrier. Using an inhomogeneous chain of particles as a sample system, we show that the phantom motion satisfies the Newton's second law of dynamics. For certain systems, we derive constitutive equations for the net force, which results in a closed system of dynamics equations. We further show that with the relevant properties of the chain it is possible to obtain the dynamics equation for the phantom motion in a gravitational field. We use similar methods to study energy dispersion. To analyze phantom evolution, we introduce the velocities of phantom transfer and dispersion. We show that, depending on the ratio of these velocities, the phantom can behave either as a wave or as a particle.

Furthermore, we discuss potential application of energy dynamics to other branches of physics, such as quantum mechanics, electrodynamics and general relativity. We introduce the idea that a body of matter itself can be a phantom in some other carrier, which is a different entity than matter. Possible associations of the phantom/carrier model with current models of physical space are discussed. Based on the presented concept, we propose plausible qualitative answers to several open questions in modern physics.

Подход 2. Энергетическая динамика

- Уравнения баланса для потока (аналог баланса импульса)

$$\boxed{\dot{h} = E\ddot{x}_c = \Phi} \qquad h = \frac{1}{2}\sum_{n\in\mathbb{Z}'}\left(v_{n+\frac{1}{2}} + v_{n-\frac{1}{2}}\right)F_n a_n \qquad x_c \stackrel{\text{def}}{=} \frac{M}{E}, \qquad M \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{n\in\mathbb{Z}} E_n \xi_n$$

- Пример 1. Однородная цепочка

$$\dot{h} = 0 \qquad x_c = \mathring{x}_c + v_c t.$$

- Пример 2. Цепочка с медленно меняющейся жесткостью

$$\ddot{x}_c = w(x_c), \qquad w(x_c) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{a^2}{2m_e} C'(x_c),$$

Подход 2. Энергетическая динамика

- Баланс потока

$$\dot{h} = \mathcal{F}(t),$$

$$\mathcal{F} = \frac{a}{2}(c_2 - c_1)\left(v_0^2 - \frac{d_2}{m_2}u_0^2\right) + \frac{a(m_1 - m_2)}{2m_1m_2}c_1^2\varepsilon_{-\frac{1}{2}}^2 + \frac{ac_1}{2}\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)u_0u_{-1}.$$

- Уравнение не замкнуто

- Правая часть определяется движением интерфейса

Подход 2. Энергетическая динамика

- Дополнительные уравнения (баланса энергии)

$$\dot{E}_2 = h_{-\frac{1}{2}}/a, \qquad \dot{e}_0 = \left(h_{\frac{1}{2}} - h_{-\frac{1}{2}}\right)/a,$$

- Дополнительные уравнения (динамика интерфейса)

$$\int_0^\infty v_0^2 \mathrm{d}t = \left(u_0 v_0\right)|_0^\infty - \int_0^\infty u_0 \dot{v}_0 \mathrm{d}t =$$

$$= -\frac{1}{m_2}\int_0^\infty u_0 \left(F_{\frac{1}{2}} - F_{-\frac{1}{2}} - d_2 u_0\right) \mathrm{d}t,$$

$$F_{-\frac{1}{2}}^2 = F_{\frac{1}{2}}^2 + \left(m_2 \dot{v}_0 + d_2 u_0\right)\left(m_2 \dot{v}_0 + d_2 u_0 - 2F_{\frac{1}{2}}\right).$$

Подход 2. Энергетическая динамика

- Предположение о проходящем пакете

$$u_n = B(\beta n a, \beta t)\sin(k_2 n - \Omega t), \quad n \geq 0, \quad |\beta| \ll 1.$$

- Свойства гармонических волн / пакетов

$$e_n \sim \frac{1}{2} m_2 \Omega^2 B^2(\beta n a, \beta t), \qquad h_{n+\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{2} m_2 \Omega^2 g_2 B^2(\beta n a, \beta t),$$

$$u_n^2 \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t), \quad v_n^2 \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t)\Omega^2, \quad u_n u_{n+1} \sim \frac{1}{2} B^2(\beta n a, \beta t)\cos k_2$$

Подход 2. Энергетическая динамика

- Изменение потока при отражении

$$h(\infty) - h(0) = \int_0^\infty \mathcal{F}\mathrm{d}t,$$

$$h(\infty) \approx E_2(\infty)g_2(\Omega) - E_1(\infty)g_1(\Omega).$$

$$h(0) \approx Eg_1(\Omega),$$

$$\int_0^\infty \mathcal{F}\mathrm{d}t \approx G(\Omega)E_2(\infty)$$

$$G = \frac{a^2}{2g_2\Omega^2}\left[\frac{(2m_1 - m_2)c_2 - c_1 m_1}{m_1 m_2}\left(\Omega^2 - \frac{d_2}{m_2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{2c_1 + d_2}{m_2} - \Omega^2\right)\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)\right].$$

- Коэффициент прохождения

$$\boxed{T = \frac{2g_1(\Omega)}{g_1(\Omega) + g_2(\Omega) - G(\Omega)}}$$

Сравнение двух подходов

- Метод “трех волн”

$$T = \frac{16\Omega^2 m_1 m_2 g_1 g_2}{4\Omega^2 (m_1 g_1 + m_2 g_2)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}$$

- Энергетическая динамика

$$T = \frac{2g_1(\Omega)}{g_1(\Omega) + g_2(\Omega) - G(\Omega)}$$

$$G = \frac{a^2}{2g_2\Omega^2}\left[\frac{(2m_1 - m_2)c_2 - c_1 m_1}{m_1 m_2}\left(\Omega^2 - \frac{d_2}{m_2}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{2c_1 + d_2}{m_2} - \Omega^2\right)\left(\frac{d_1}{m_1} - \frac{d_2}{m_2}\right)\right]$$

Сравнение двух подходов

- Два подхода дают формально различные выражения для коэффициента прохождения
- Для всех рассмотренных случаем результаты, полученные двумя методами, совпадают
- Метод энергетической динамики дает асимптотически точное решение в пределе $(\beta \to 0)$.

Анализ частотной зависимости коэффициента прохождения

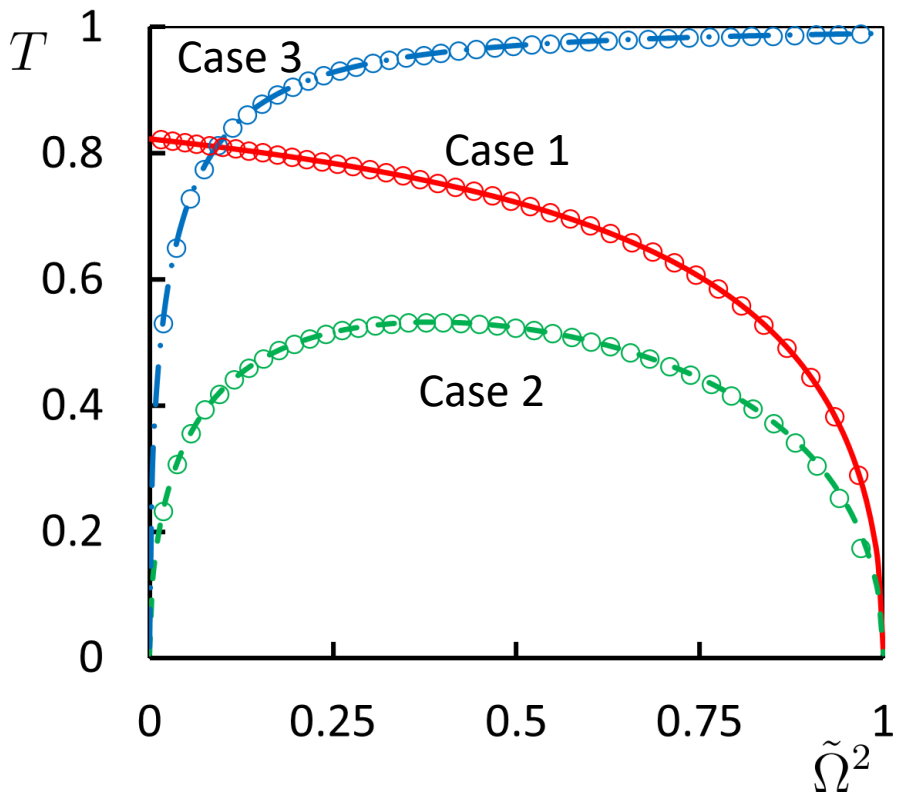
Качественный анализ частотной зависимости

Case 1. Equal minimal frequencies:

$$\frac{d_1}{m_1} = \frac{d_2}{m_2}.$$

Case 2. Intersecting or nested spectra with

$$\left[\begin{array}{ll} \dfrac{d_1}{m_1} \neq \dfrac{d_2}{m_2}, & \dfrac{4c_1 + d_1}{m_1} \neq \dfrac{4c_2 + d_2}{m_2}, \\ \dfrac{d_1}{m_1} \neq \dfrac{d_2}{m_2}, & \dfrac{4c_1 + d_1}{m_1} = \dfrac{4c_2 + d_2}{m_2}, \end{array}\right. \qquad c_1 \neq c_2.$$



Case 3. Equal maximal frequencies and equal stiffnesses:

$$\frac{d_1}{m_1} \neq \frac{d_2}{m_2}, \qquad \frac{4c_1 + d_1}{m_1} = \frac{4c_2 + d_2}{m_2}, \qquad c_1 = c_2.$$

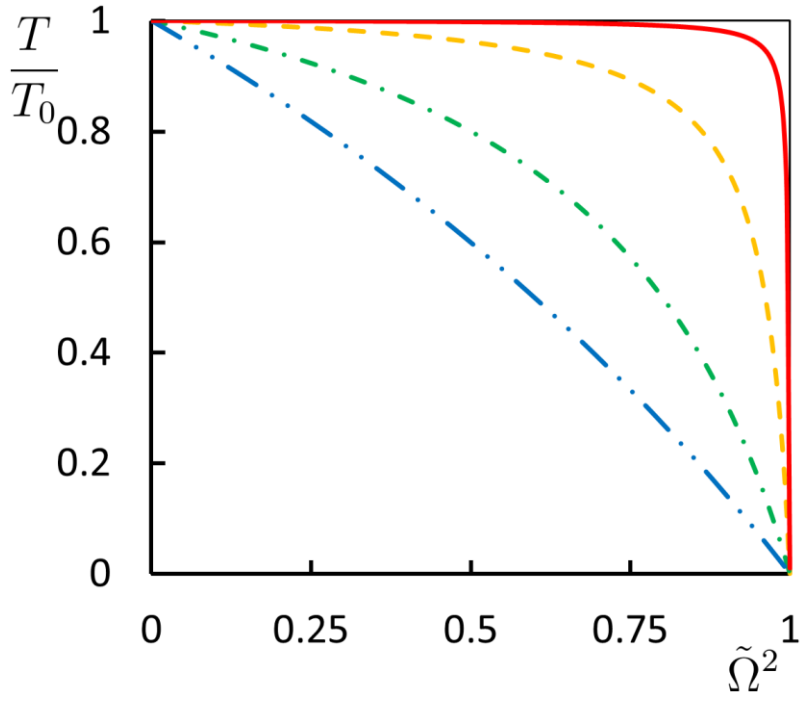
Пример. Цепочки с одинаковыми спектрами

- Спектры полностью совпадают при условии:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{d_1}{d_2} = \gamma_*.$$

- Коэффициент прохождения:

$$T = \frac{T_0(\gamma_*)(1-\tilde{\Omega}^2)}{1 - T_0(\gamma_*)\tilde{\Omega}^2}, \qquad T_0(\gamma_*) = \frac{4\gamma_*}{(\gamma_*+1)^2}.$$



Качественный анализ частотной зависимости

- Вид частотной зависимости определяется тем, как пересекаются спектры цепочек

- При наличии упругого основания возможно три качественно разных варианта

- При наличии упругого основания коэффициент прохождения может быть равен 1

Акустическая прозрачность

Условия прозрачности

- Коэффициент отражения

$$R = 1 - T \;= \frac{4\Omega^2\left(m_1 g_1 - m_2 g_2\right)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}{4\Omega^2\left(m_1 g_1 + m_2 g_2\right)^2 + a^2\left((m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1\right)^2}.$$

- Из равенства единице коэффициента прохождения:

$$m_1 g_1(\Omega) = m_2 g_2(\Omega), \qquad (m_1 - m_2)\Omega^2 + d_2 - d_1 = 0.$$

- Частота прозрачности: $\Omega_t^2 = \dfrac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$

Условия прозрачности

- Случай 1. Равные частоты отсечки и импедансы

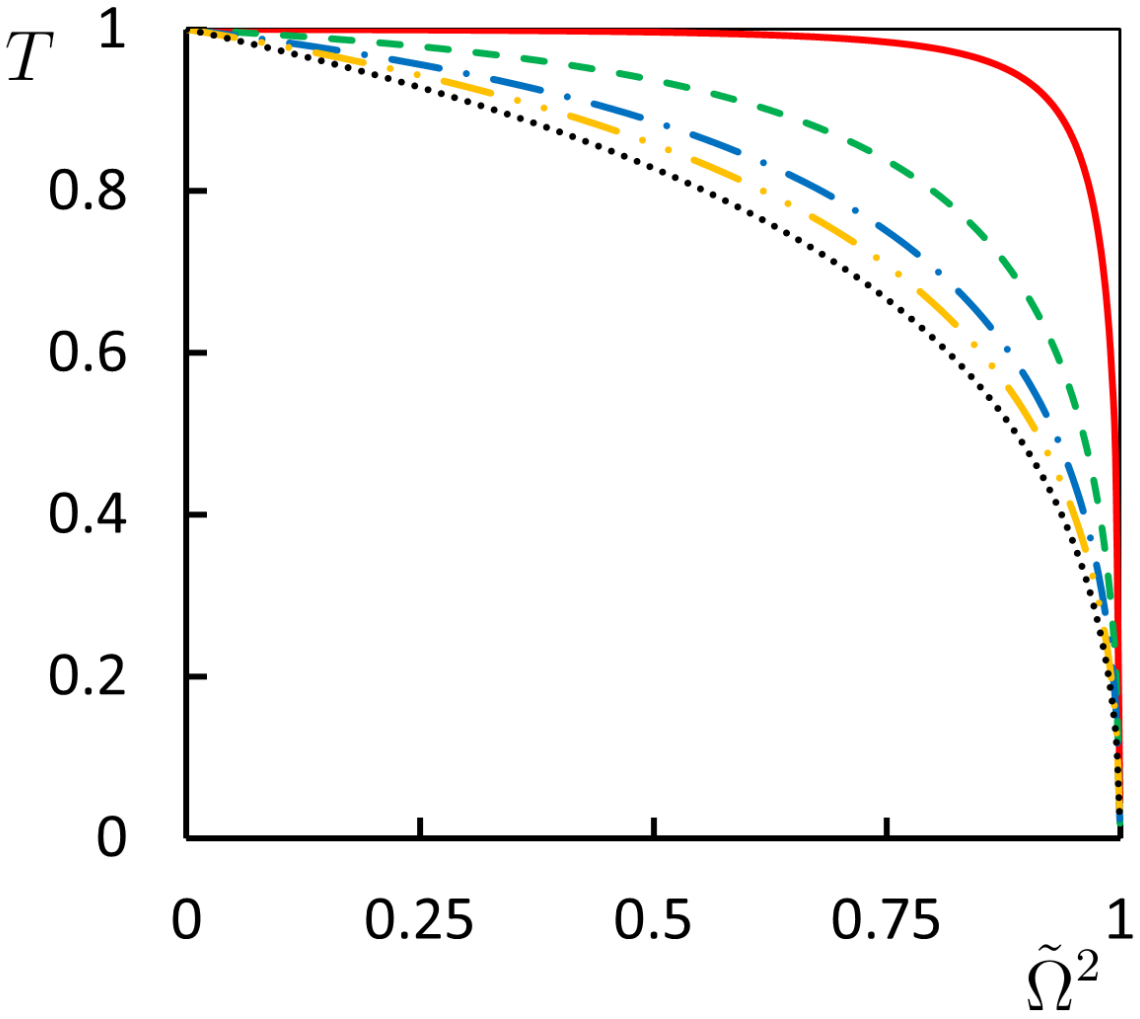
$$\Omega^2 = \Omega_t^2 = \frac{d_1}{m_1} = \frac{d_2}{m_2}, \qquad m_1 c_1 = m_2 c_2.$$

- Случай 2. Равные жесткости

$$\Omega^2 = \Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}, \qquad c_1 = c_2 = c,$$

$$0 < \frac{m_2 d_1 - m_1 d_2}{4c(m_1 - m_2)} < 1.$$

Акустическая прозрачность. Равные частоты отсечки и импедансы



$$T = \frac{2\sqrt{\left(1-\tilde{\Omega}^2\right)\left(\gamma_{**}^2-\tilde{\Omega}^2\right)}}{\gamma_{**}-\tilde{\Omega}^2+\sqrt{\left(1-\tilde{\Omega}^2\right)\left(\gamma_{**}^2-\tilde{\Omega}^2\right)}},$$

$$\gamma_{**} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{d_1}{d_2} = \frac{c_2}{c_1} > 1.$$

Предельная кривая:

$$T = \frac{2\sqrt{1-\tilde{\Omega}^2}}{1+\sqrt{1-\tilde{\Omega}^2}}.$$

Акустическая прозрачность. Равные жесткости

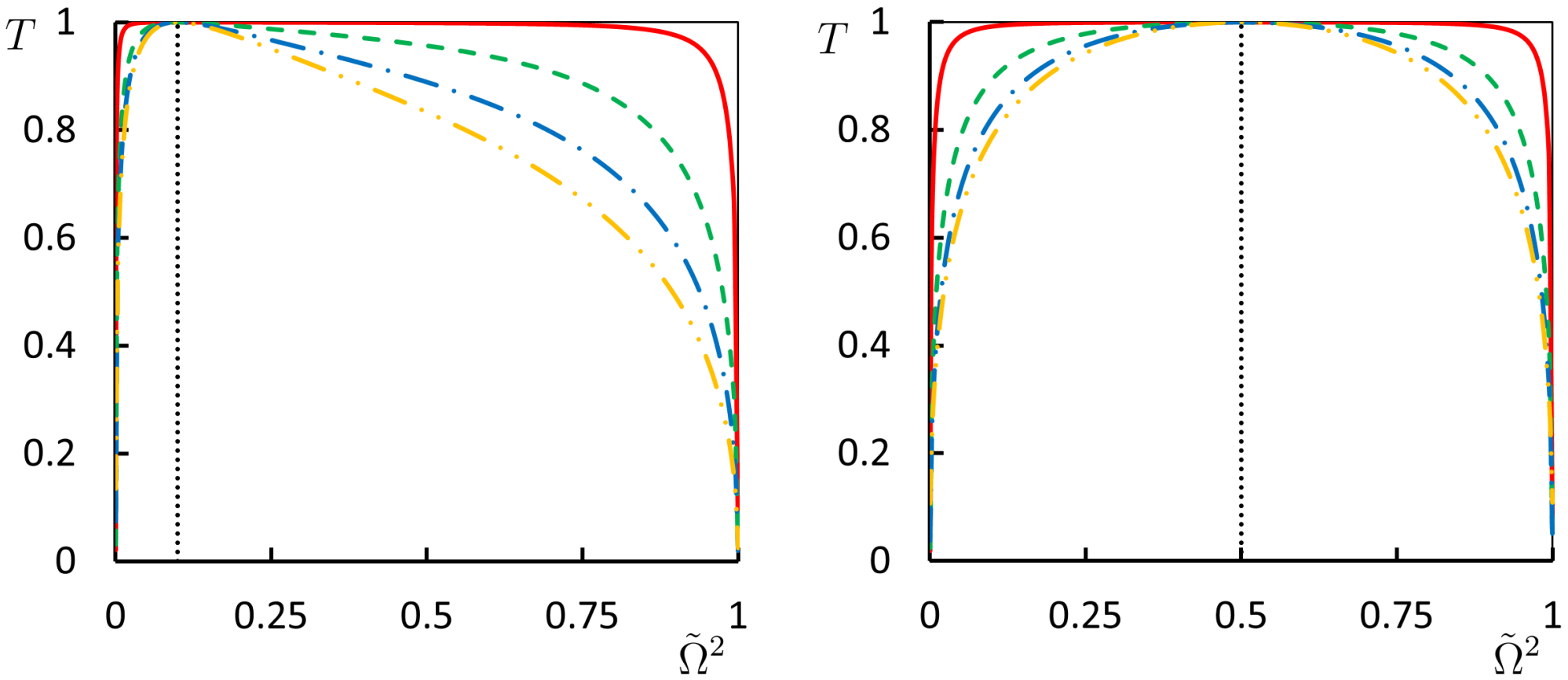
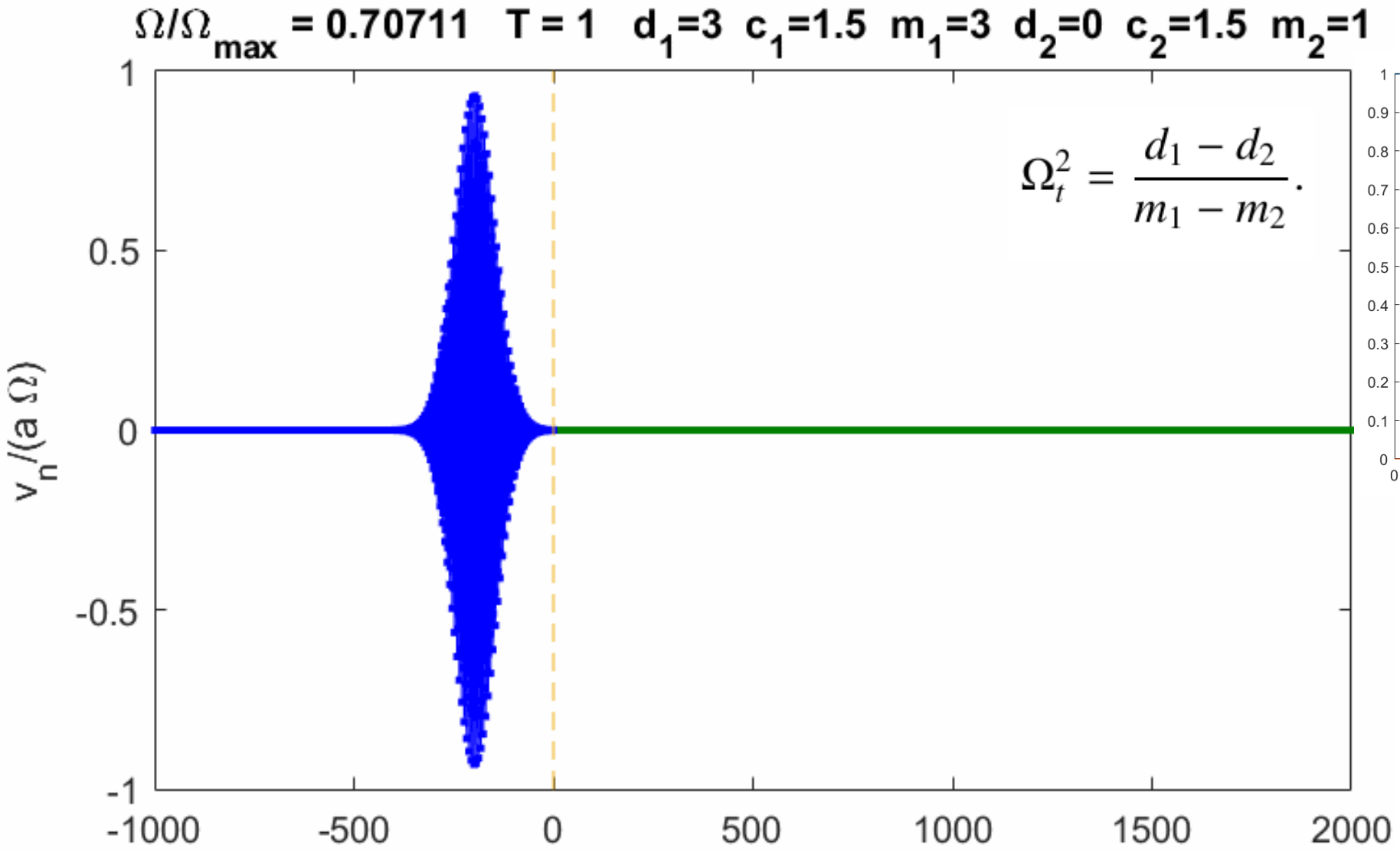
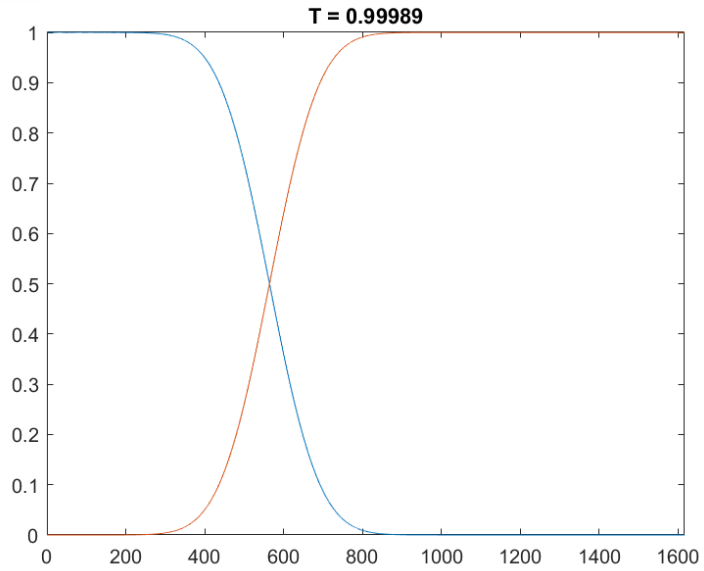


Figure 6. Frequency dependence of the transmission coefficient T for $\tilde{\Omega}_t^2 = 0.1$ (left) and $\tilde{\Omega}_t^2 = 0.5$ (right). In both plots results for m_1/m_2 equal to 1.1 (solid line), 2 (dashed line), 4 (dash-dotted line), and 8 (dash-double dotted line) are shown. The vertical dotted line corresponds to $\tilde{\Omega} = \tilde{\Omega}_t$.

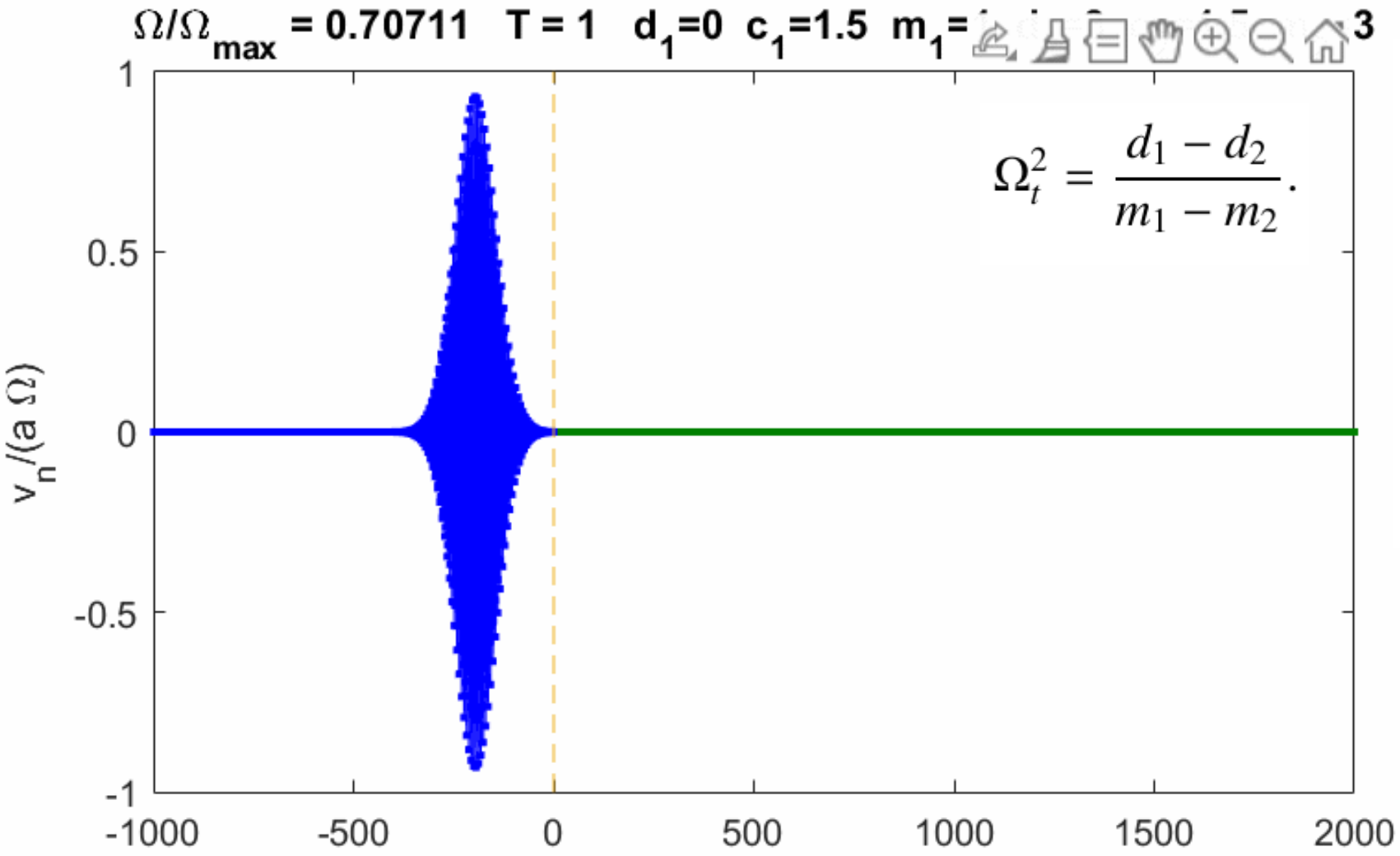
Акустическая прозрачность. Равные жесткости

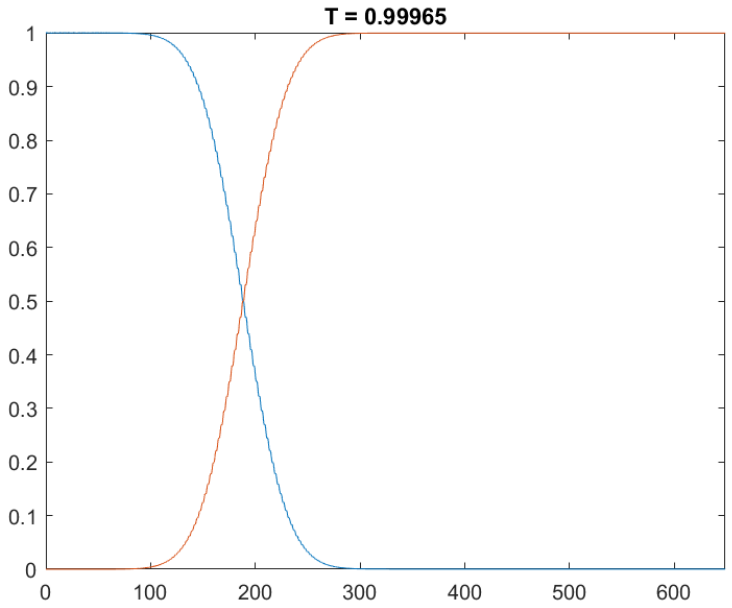


$$\Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$$

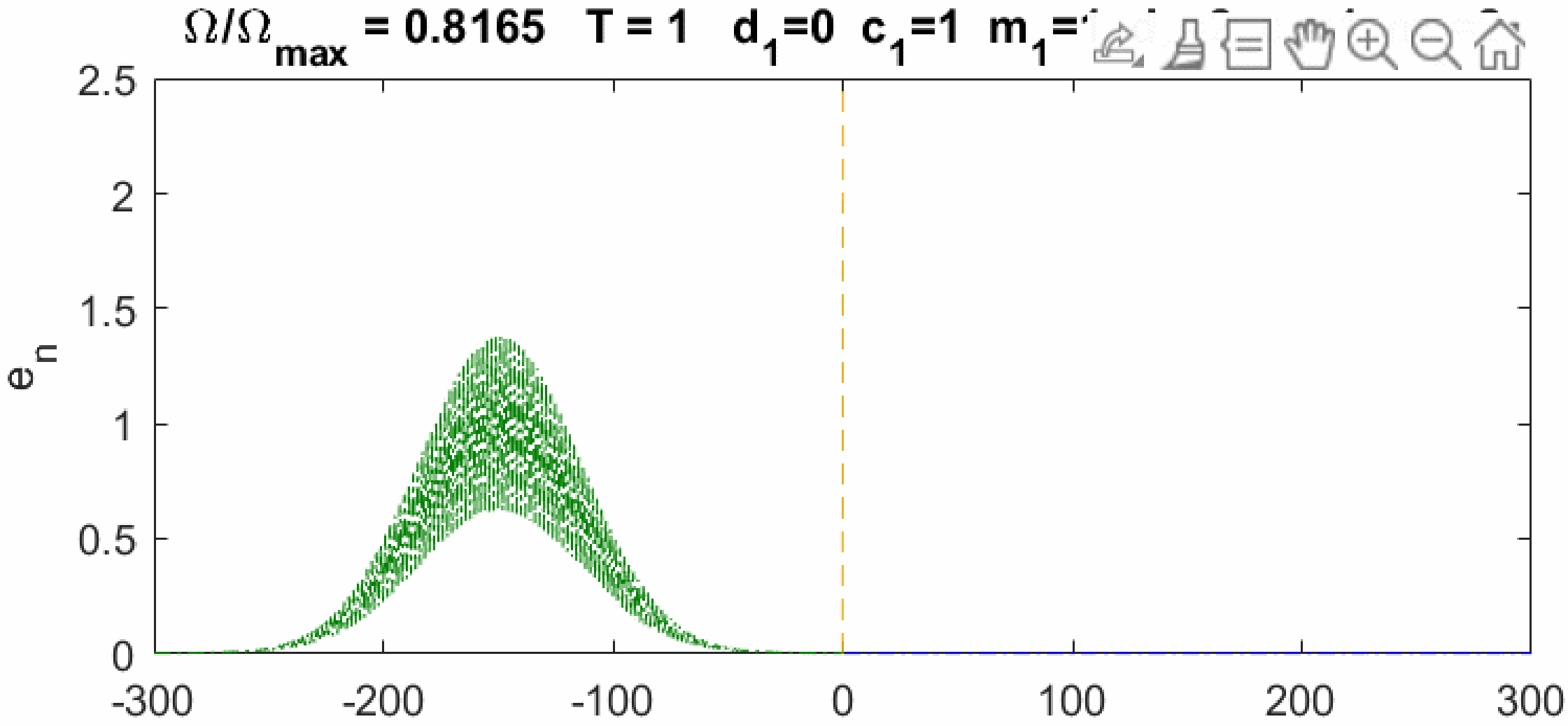


Прозрачность интерфейса (в обратную сторону)

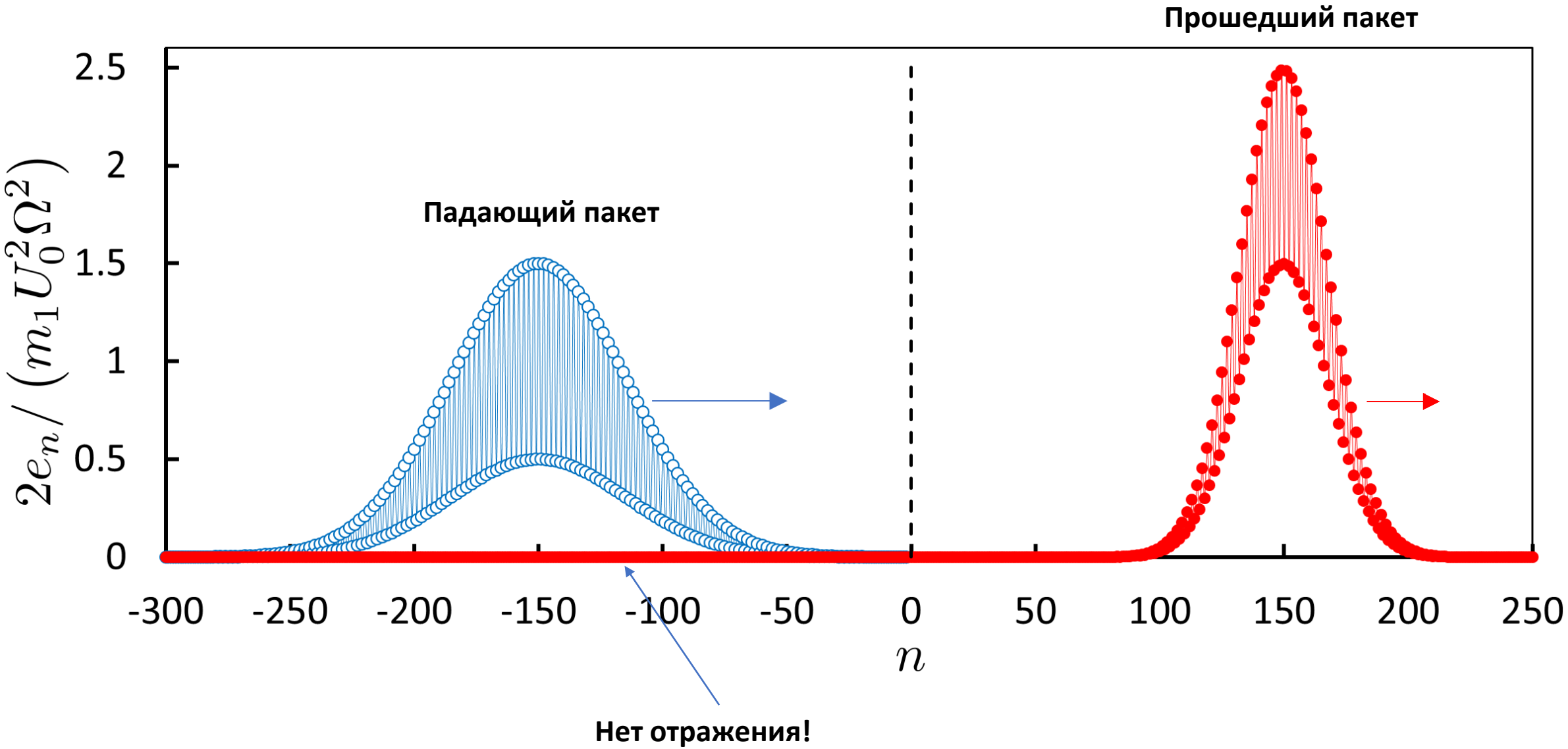




Акустическая прозрачность. Равные жесткости



Акустическая прозрачность. Равные жесткости



Точное “прозрачное” решение

На частоте прозрачности уравнения движения составной цепочки имеют точное решение:

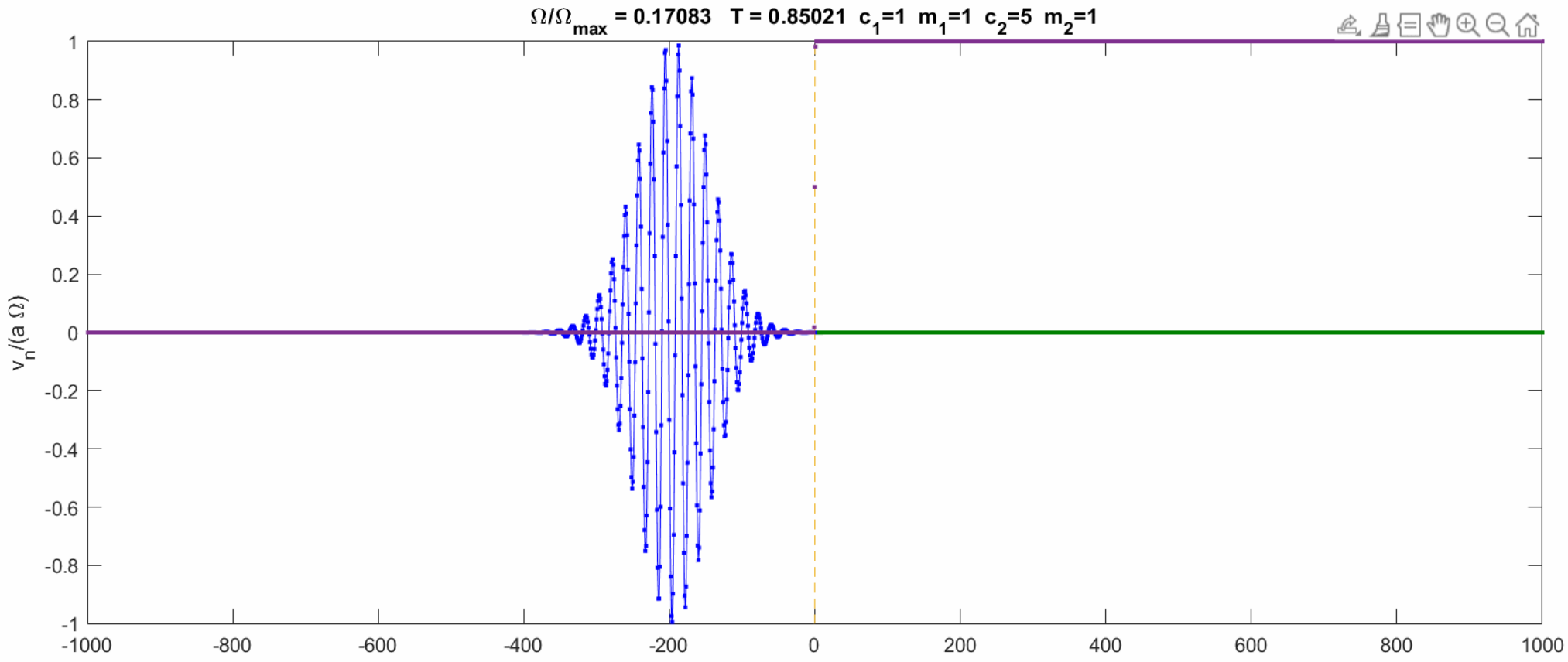
$$u_n = A_I e^{i(\Omega_t t - k_t n)}$$

$$\Omega_t^2 = \frac{d_1 - d_2}{m_1 - m_2}.$$

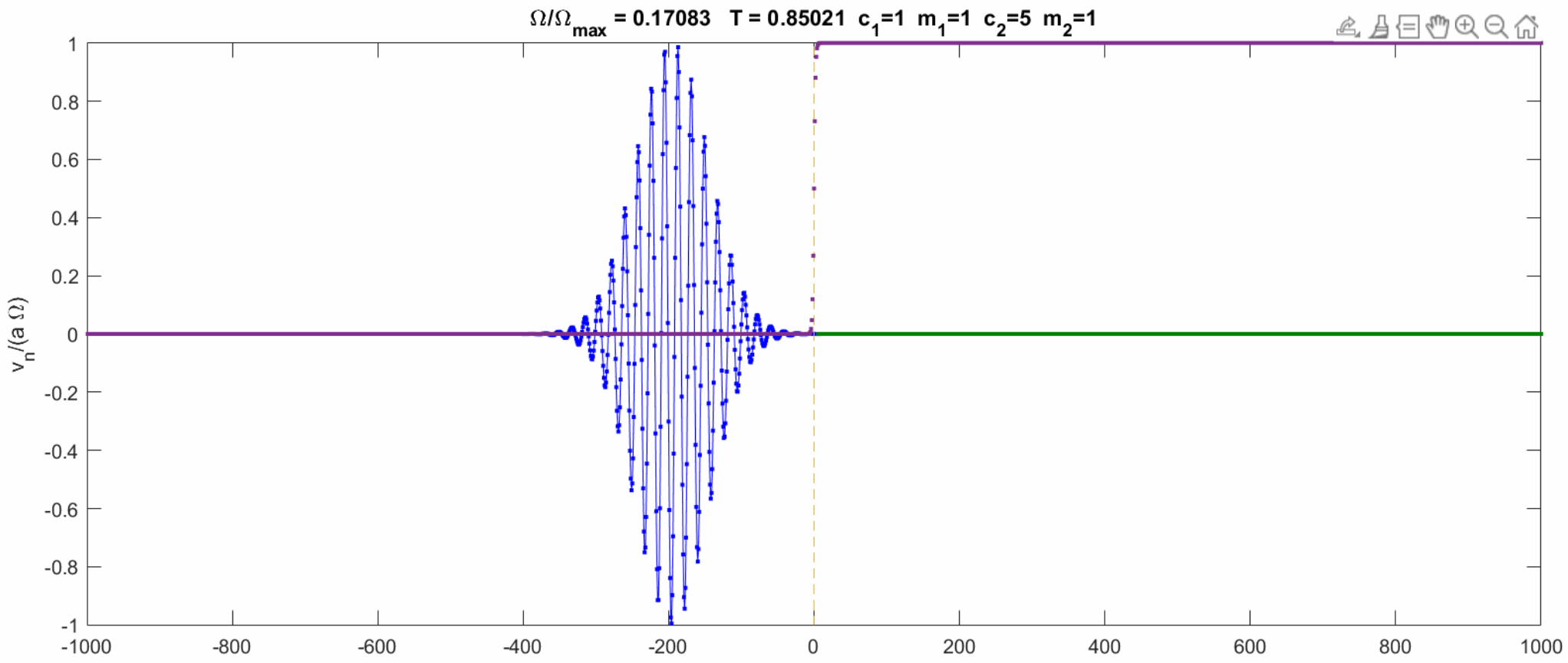
$$\sin^2 \frac{k_t}{2} = \frac{m_2 d_1 - m_1 d_2}{4c(m_1 - m_2)}$$

“Градиентная” цепочка

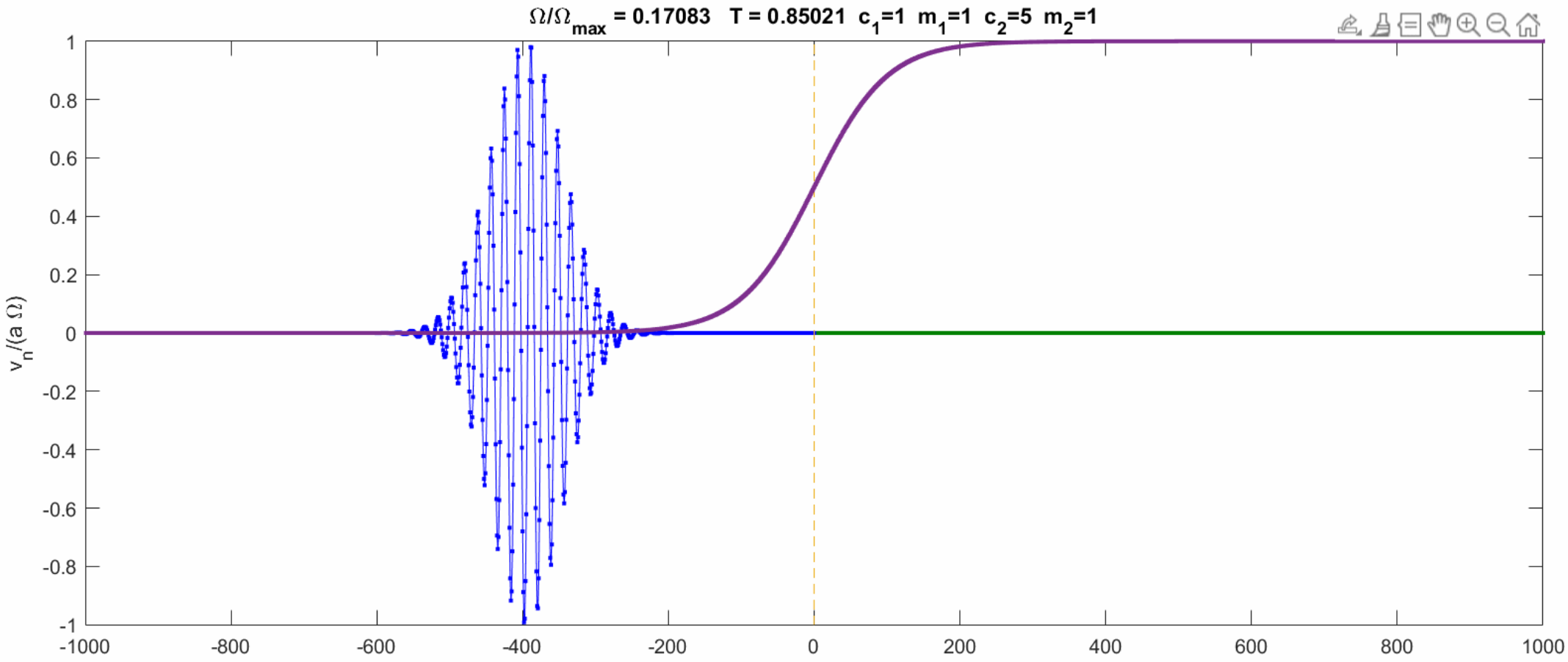
Резкий переход (изменение жесткости)



“Не очень резкий” переход



Гладкий переход



Как интерпретировать разделение возмущения на две части с точки зрения энергетической динамики (аналогии между массой и энергией)?

Открытые вопросы

- Обобщение на многомерный случай
- “Туннелирование” – аналогия с квантовой механикой
- Локализация на интерфейсе
- Возможность реализации теплового диода в гармонических системах
- Тепловое равновесие двух цепочек с разными температурами

Статья по теме доклада

Acoustic transparency of the chain-chain interface

Vitaly A. Kuzkin[1,2]

[1] *Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS, Saint Petersburg, Russia*
[2] *Peter the Great Saint Petersburg Polytechnical University, Saint Petersburg, Russia*

(Dated: April 18, 2023)

We study propagation of wave packets through the interface between two dissimilar harmonic chains with on-site potential (e.g. chains lying on elastic foundations). An expression for the transmission coefficient, relating energies of the incident and transmitted wave packets is derived using two different approaches. Without elastic foundation, the transmission coefficient monotonically decreases with increasing wave frequency. We show that by adding elastic foundations, one can qualitatively change this dependence and make it nonmonotonic or even increasing. Moreover, in some cases, the interface is totally transparent (the transmission coefficient is equal to unity at some frequency) if at least one chain has the elastic foundation.

I. INTRODUCTION

Modeling of propagation of waves through the interface between two media with different properties is a long standing problem. Pioneering solution of this problem have been obtained by Rayleigh for acoustic

Given known the amplitudes of the incident and transmitted waves, the energy fluxes and corresponsing transmission coefficient are calculated. In papers [18, 19], the transmission coefficient for a chain with different masses and stiffnesses is calculated. Interface between diatomic chains is considered in papers [20, 21]. Influence of the

Kuzkin V.A. Acoustic transparency of the chain-chain interface. Physical Review E, 2023 [under review]

Публикации группы А.М. Кривцова

tm.spbstu.ru Проект "Термокристалл" — Department of Theoretical and...

Kuzkin Обсуждение Настройки Список наблюдения Вклад Выйти

Статья ACL Обсуждение Читать Править История Ещё Поиск

Проект "Термокристалл" [править]

(перенаправлено с «ТС»)

Заглавная страница
Как к нам поступить?
Контакты
Портал сообщества
Текущие события
Свежие правки
Случайная статья
Справка

Инструменты
Ссылки сюда
Связанные правки
Загрузить файл
Спецстраницы
Версия для печати
Постоянная ссылка
Сведения о странице

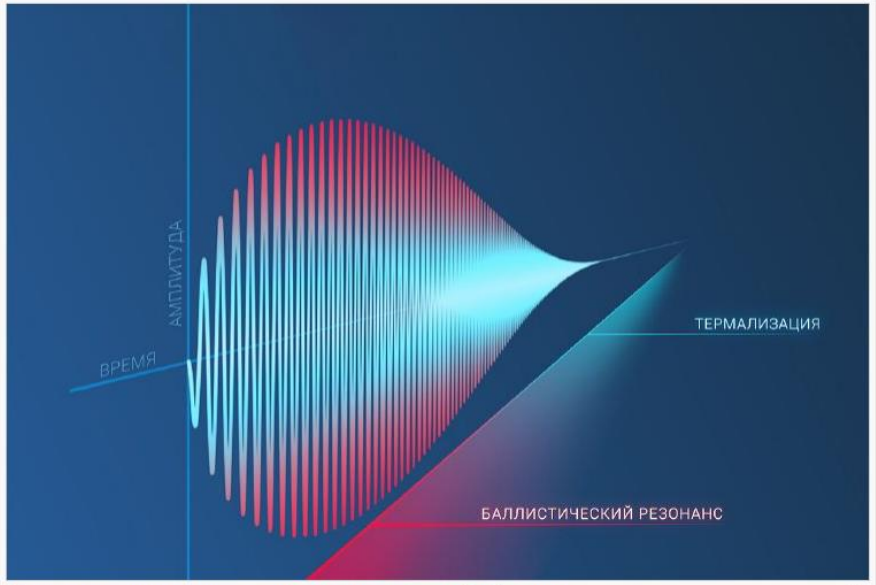
На других языках
English

Поделиться
Поделиться...

ТМ > **Проект "Термокристалл"**

Проект посвящен построению аналитических моделей неравновесных тепловых процессов в сверхчистых кристаллах. Является развитием проекта "Кристалл" на случай неравновесных тепловых процессов.

Содержание [убрать]



Баллистический резонанс и термализация в ФПУ цепочке

tm.spbstu.ru/ТС

XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике

В преддверии 300-летия РАН

Крупнейшее в России мероприятие, посвященное актуальным задачам механики.

21-25 августа 2023

Впервые в Санкт-Петербурге!

Работа Съезда будет проходить в 3-х секциях

1. Общая и прикладная механика
2. Механика жидкости и газа
3. Механика деформируемого твердого тела

1500 участников

5 дней

ruscongrmech2023.ru

Проводится с 1960 г

ОРГАНИЗАТОР

РОССИЙСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ КОМИТЕТ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКЕ

ГЕНЕРАЛЬНЫЙ ПАРТНЕР

125 | ПОЛИТЕХ

ПРИ ПОДДЕРЖКЕ

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Российская Академия Наук

ПРАВИТЕЛЬСТВО САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

САНКТ ПЕТЕРБУРГ КОНГРЕССНО-ВЫСТАВОЧНОЕ БЮРО

ПАРТНЕРЫ

Санкт-Петербургский государственный университет

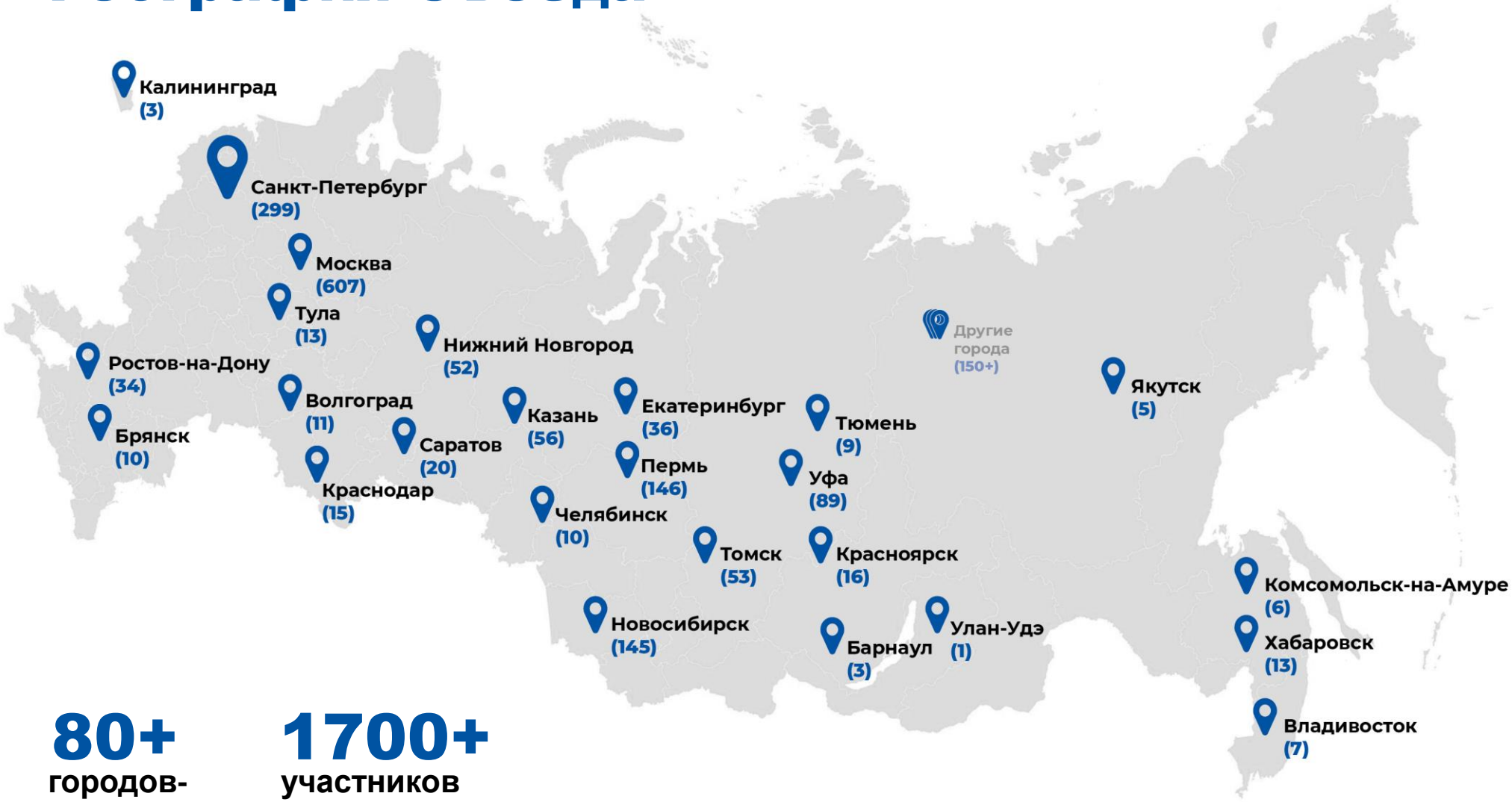
ИПМАШ РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ГАЗПРОМ НЕФТЬ

ОПЕРАТОР

Monomax since 1991 КОНГРЕСС-СЕРВИС

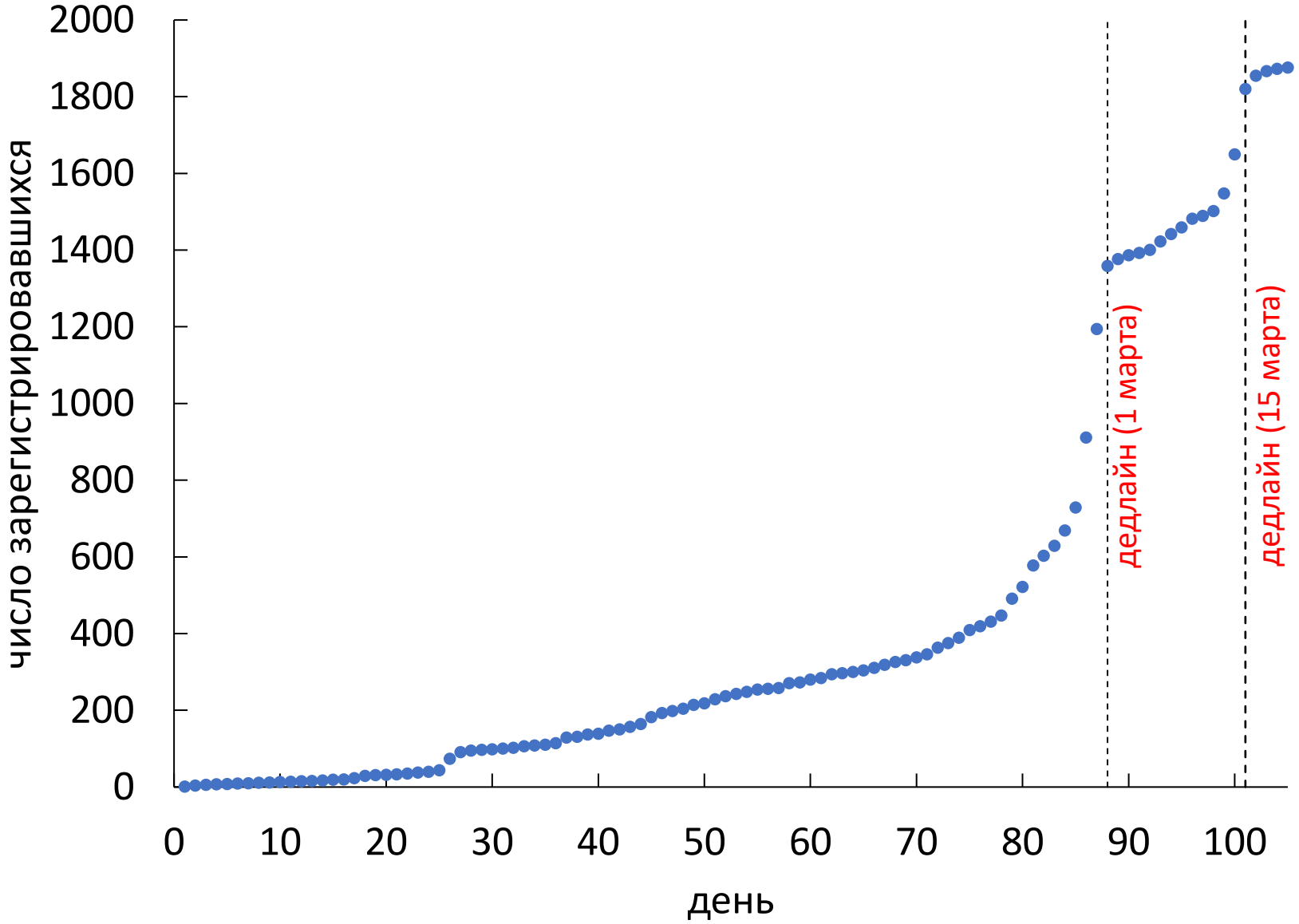
География Съезда



80+
городов-участников

1700+
участников

Динамика регистраций



Дополнительные слайды

Выдающиеся участники XIII Всероссийского съезда по теоретической и прикладной механике

- Б.Д. Аннин, академик РАН (Новосибирск)
- В.А. Бабешко, академик РАН, член Президиума ЮНЦ РАН (Ростов-на-Дону)
- В.В. Васильев, академик РАН (Москва)
- Р.Ф. Ганиев, академик РАН (Москва)
- И.Г. Горячева, академик РАН, председатель РНКТПМ (Москва)
- Д.А. Губайдуллин, чл.-корр. РАН, руководитель ИММ ФИЦ КазНЦ РАН (Казань)
- В.И. Ерофеев, директор Института проблем машиностроения РАН (Нижний Новгород)
- В.Ф. Журавлев, академик РАН (Москва)
- М.А. Гузев, академик РАН, директор Института прикладной математики Дальневосточного отделения РАН (Владивосток)
- Д.М. Климов, академик РАН, председатель Объединенного научного совета РАН по механике (Москва)
- В.Н. Княгинин, вице-губернатор Санкт-Петербурга (Санкт-Петербург)
- А.Г. Куликовский, академик РАН (Москва)
- В.В. Козлов, академик РАН, член Президиума РАН (Москва)
- В.А. Левин, академик РАН, член президиума Дальневосточного отделения РАН (Москва, Владивосток)
- В.П. Матвеенко, академик РАН, руководитель секции ОЭММПУ РАН (Пермь)
- Н.Ф. Морозов, академик РАН (Санкт-Петербург)
- Р.Р. Мулюков, чл.-корр. РАН, научный руководитель ИПСМ РАН (Уфа)
- Р.И. Нигматулин, академик РАН, экс-президент АН Республики Башкортостан (Москва)
- В.Г. Пешехонов, академик РАН, научный руководитель ЦНИИ “Электроприбор” (Санкт-Петербург)
- М.А. Погосян, академик РАН, ректор МАИ (Москва)
- В.А. Полянский, директор ИПМаш РАН (Санкт-Петербург)
- А.К. Ребров, академик РАН (Новосибирск)
- А.И. Рудской, академик РАН, ректор СПбПУ (Санкт-Петербург)
- В.А. Садовничий, академик РАН, ректор МГУ (Москва)
- М.В. Сильников, чл.-корр. РАН, директор “НПО Спецматериалов” (Санкт-Петербург)
- С.Т. Суржиков, академик РАН (Москва)
- К.И. Сыпало, чл.-корр. РАН, генеральный директор ЦАГИ (Жуковский)
- В.М. Фомин, академик РАН, научный руководитель Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН (Новосибирск)
- М.М. Хасанов, директор по науке ПАО “Газпром нефть” (Санкт-Петербург)
- А.В. Хлунов, генеральный директор Российского научного фонда (Москва)
- Ф.Л. Черноусько, академик РАН (Москва)
- С.Л. Чернышев, академик РАН, вице-президент РАН (Жуковский)
- Ю.Н. Шмотин, заместитель генерального директора — генеральный конструктор АО «ОДК» (Москва)
- С.Е. Якуш, чл.-корр. РАН, директор ИПМех РАН (Москва)

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЪЕЗД ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ ПРОБЛЕМАМ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ 2023

Крупнейшее в России мероприятие, посвященное актуальным задачам и проблемам современной механики

ОПЕРАТОР СЪЕЗДА 2023
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

Впервые в Петербурге

В преддверии 300-летия Российской академии наук

2000+
Участников со всей России

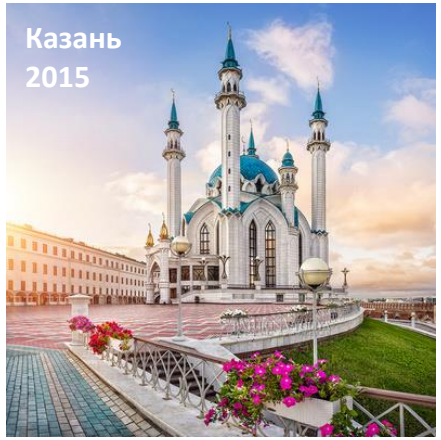
ПАРТНЕРЫ СЪЕЗДА

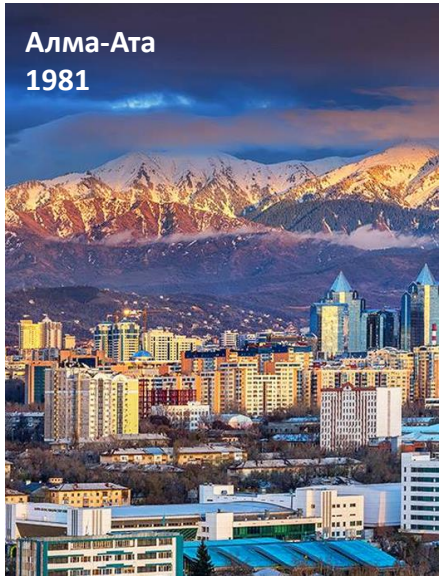
- **Минобрнауки России**
- **Российская академия наук**
- **ПАО «Газпром нефть»**
- **Правительство Санкт-Петербурга**
- **Винтерсхалл Деа**

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЪЕЗД ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ ПРОБЛЕМАМ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ 2023

НОЦ «Газпромнефть-Политех»

Крупнейшее в России мероприятие, посвященное актуальным задачам и проблемам современной механики

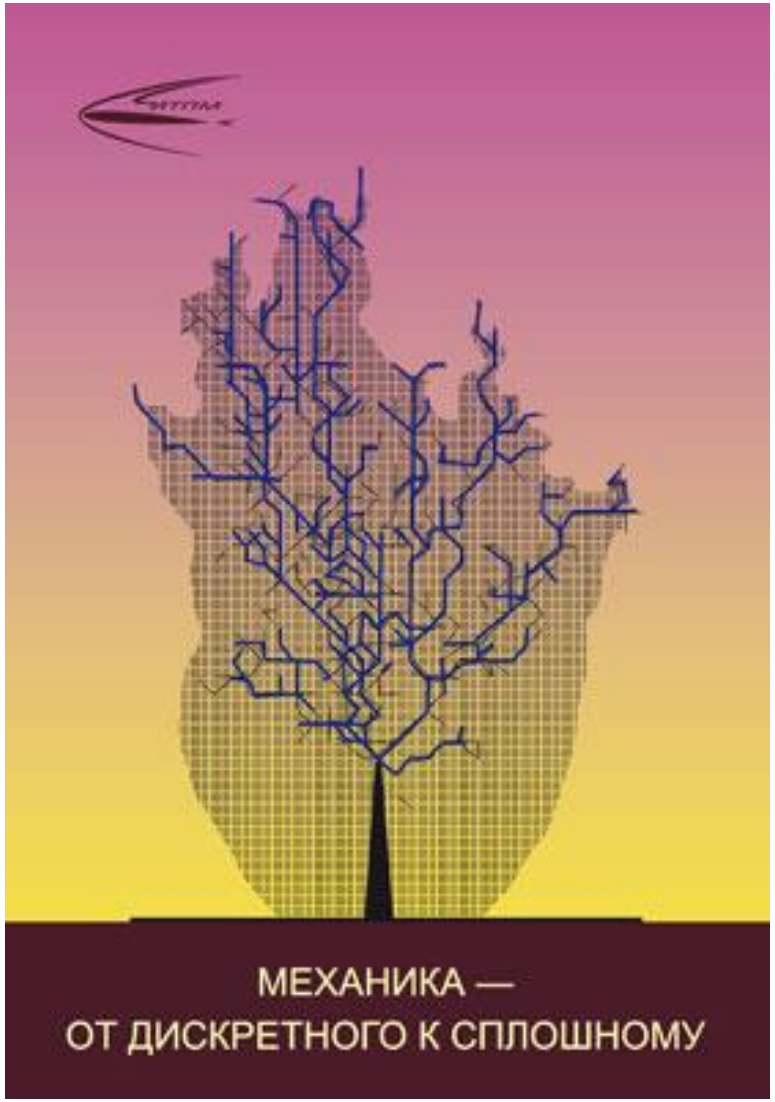




Актуальность

Актуальность работы обусловлена:

- необходимостью установления связи между континуальным и дискретным описание деформируемых твердых тел;
- необходимостью решения задач термомеханики на микро- и наноуровне (в т.ч. для дизайна новых процессоров);
- необходимостью рассмотрения сильно неравновесных процессов в деформируемых твердых телах, возникающих, в т.ч. при лазерном воздействии;
- отклонением от макроскопических определяющих соотношений на микро- и наноуровне (в т.ч. нарушение закона Фурье).



Фомин, В. М., Краус, Е. И., Шабалин, И. И. (2008). Механика - от дискретного к сплошному. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2008 г., 344 с.

Симметрия коэффициента отражения

- Общая формула

$$\frac{A_T}{A_I} = \frac{2\mathrm{i}c_{12}\sin k_1}{c_{12}\left(1 - e^{-\mathrm{i}k_1}\right) + c_2\left(e^{\mathrm{i}k_2} - 1\right)\left(1 + e^{-\mathrm{i}k_1}(c_{12} - c_1)/c_1\right)}.$$

$$T = \frac{m_2 g_2 |A_T|^2}{m_1 g_1 |A_I|^2}.$$

Есть ли симметрия относительно замены индексов 1 ← → 2 ?

Да, она следует из теоремы взаимности Рэлея

Симметрия коэффициента отражения

- При прохождении из среды 1 в среду 2 коэффициент отражения такой же как и при прохождении из среды 2 в среду 1 (численный факт).

  Почему? Теорема Рэлея о взаимности (симметрия функции Грина)

- Коэффициент прохождения при $c_{12} = c_1$ такой же как при $c_{12} = c_2$ (численный факт).

  Почему?

- **Может ли быть НЕсимметрия $T_{12}! = T_{21}$?**

Наверно в нелинейной системе может.