

Расчет самоиндукции тонкой цилиндрической проволоки из металла

Э.В. Завитаев¹, О.В. Русаков², А.И. Уткин², К.Е. Харитонов^{* 2}

¹Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Мытищинский филиал, Мытищи, Московская область, Россия

²Государственный гуманитарно-технологический университет, Орехово-Зуево, Московская область, Россия

Статья поступила в редакцию 13.07.2026

Одобрена после рецензирования 14.08.2026

Принята к публикации 18.08.2026

Опубликована 28.08.2026

Аннотация

В статье выполнен аналитический расчет самоиндукции тонкой цилиндрической проволоки из немагнитного металла. Рассмотрен общий случай, когда отношение длины свободного пробега электронов к радиусу проволоки может принимать произвольные значения. За теоретическую основу работы принят строгий кинетический подход, базирующийся на решении кинетического уравнения Больцмана для электронов проводимости в металле. В качестве граничных условий использовались условия зеркально-диффузного отражения электронов от внутренней поверхности проволоки (модель Фукса). В рамках постановки задачи высокочастотный ток возбуждается в проволоке однородным периодическим по времени электрическим полем без учета макроскопического скин-эффекта. Искомый коэффициент самоиндукции вычисляется через энергию магнитного поля и силу тока, протекающего через поперечное сечение проволоки. В результате проведенного расчета выявлено, что самоиндукция тонкой цилиндрической проволоки из металла существенно зависит от отношения ее радиуса к длине свободного пробега электронов, коэффициента зеркальности ее поверхности и частоты внешнего электрического поля. Также обоснована комплексная физическая природа самоиндукции в микроскопических масштабах. Полученные результаты наглядно демонстрируют важные кинетические и размерные особенности малых проводящих систем, которые не проявляются в макроскопических образцах, и могут найти применение при проектировании составных элементов современной микро- и нанoeлектроники.

Ключевые слова: тонкая проволока, магнитный поток, магнитная индукция, самоиндукция, плотность тока

EDN: [DKTXDM](#)

doi:[10.24412/2949-0553-2026-424-04-12](#)

Calculation of self-induction a thin cylindrical metal wire

E.V. Zavitaev¹, O.V. Rusakov², A.I. Utkin², K.E. Kharitonov^{*2}

¹ *Mytischki Branch of Bauman Moscow State Technical University (National Research University), Mytischki, Moscow Region, Russia*

² *State University of Humanities and Technology, Orekhovo-Zuyevo, Moscow Region, Russia*

^{*} kirillharitonov1@mail.ru

^{*}Харитонов Кирилл Евгеньевич, kirillharitonov1@mail.ru

Abstract

The article presents an analytical calculation of the self-induction of a thin cylindrical wire made of a non-magnetic metal. The general case is considered, where the ratio of the mean free path of electrons to the radius of the wire can take arbitrary values. The work is based on a rigorous kinetic approach, which is based on solving the Boltzmann kinetic equation for conduction electrons in a metal. The boundary conditions used are the conditions of mirror-diffuse reflection of electrons from the inner surface of the wire (Fuchs model). Within the framework of the problem statement, a high-frequency current is excited in the wire by a uniform time-periodic electric field without taking into account the macroscopic skin effect. The sought-for self-inductance coefficient is calculated through the energy of the magnetic field and the current flowing through the cross-section of the wire. As a result of the calculation, it was found that the self-induction of a thin cylindrical metal wire significantly depends on the ratio of its radius to the mean free path of electrons, the coefficient of reflectivity of its surface, and the frequency of the external electric field. The complex physical nature of self-induction at microscopic scales was also substantiated. The obtained results clearly demonstrate important kinetic and dimensional features of small conducting systems that are not observed in macroscopic samples and can be used in the design of components for modern micro- and nanoelectronics.

Key words: thin wire, magnetic field energy, magnetic induction, self-induction, current density

Введение

В настоящее время не вызывает сомнений необходимость дальнейшего теоретического и экспериментального изучения электромагнитных свойств малых проводящих объектов [1–5]. Так, например, изучается высокочастотная электропроводность металлических нанослоев с учетом эффектов размерного квантования и анизотропии зонной структуры проводника [1]. Большой интерес представляют оптические, электрические и радиоэкранирующие свойства тонких пленок [2], а также влияние анизотропии изоэнергетической поверхности на электропроводность тонкой проводящей пленки в продольном магнитном поле [3]. С другой стороны, актуальной задачей, например, является исследование влияния кинетических и квантовых волновых свойств вырожденной электронной плазмы на взаимодействие S-волны с металлическим полупространством [4]. Важную роль для описания кинетических процессов в тонких пленках, проволоках, в мелких металлических частицах, при описании скин-эффекта в металле имеет анализ зеркально-диффузных граничных условий для электронов на поверхности металла с учетом зависимости от угла падения [5].

В частности, в ряде работ отмечается широкий интерес к электромагнитным и плазмонным свойствам систем, которые включают в себя проволоки из металла малого радиуса [6–10]. Описана экспериментальная генерация интенсивных однопериодных поверхностных плазмон-поляритонов на металлической проволоке, возбуждаемых электронами [6]. Получена в явном виде формула для расчета характеристик поверхностных плазмонов металлической проволоки в терагерцевом диапазоне [7]. Показана возможность распространения и фокусировки терагерцевых поверхностных плазмон-поляритонов в металлических проволоках [8]. Исследовано взаимодействие плазмонов в многопроволочных нановолноводах [9]. Экспериментально изучено резонансное рассеяние света на металлических нанопроволоках из золота и меди в инфракрасном диапазоне, позволяющее усилить электромагнитное поле [10].

Электромагнитные свойства данных проволок определяются такими параметрами как электропроводность и индуктивность. Эти характеристики для проволок, имеющих радиус, который существенно превышает длину свободного пробега электронов внутри объемного образца, могут быть определены с использованием макроскопической электродинамики [11]. Между тем электромагнитные свойства проволок, имеющих радиус, который сравним с длиной свободного пробега электронов Λ , значительно отличаются от свойств «массивных» образцов [12–14].

Расчеты электрической проводимости внутри тонких цилиндрических проволоках из металла приведены в работах [12, 13]. Определение магнитной индукции внутри таких проволок обсуждалось в работах [14, 15]. В данных работах применяется подход, основанный на решении кинетического уравнения Больцмана, для электронов в металле. В настоящей работе применяется тот же самый подход для расчета самоиндукции.

Постановка задачи

Рассматривается цилиндрическая проволока из немагнитного металла (относительная магнитная проницаемость $\mu \approx 1$) радиуса R и длины D (будем считать, что $D \gg R$), к концам которой приложено переменное электрическое напряжение частоты ω . Принимается, что направление электрического поля

совпадает с осью цилиндра. Скин-эффект не учитывается (предполагается, что $R < \gamma$ — глубины скин-слоя).

Однородное периодическое по времени t электрическое поле, вектор напряженности которого $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$, воздействует на электроны проводимости внутри проволоки и вызывает появление внутри нее высокочастотного тока с плотностью $\mathbf{j}$.

Проведем расчет самоиндукции, обусловленной магнитным полем, которое порождается этим током.

Расчет самоиндукции

Коэффициент самоиндукции L может быть вычислен через энергию магнитного поля W :

$$W = \frac{LI^2}{2} \implies L = \frac{2W}{I^2}, \quad (1)$$

где I — сила тока, через поперечное сечение проволоки.

Согласно определению энергия магнитного поля W :

$$W = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV,$$

где B — магнитная индукция; μ_0 — магнитная постоянная вакуума; $dV = 2\pi DR^2 \delta d\delta$; $\delta = \frac{r_{\perp,B}}{R}$ — «безразмерный радиус индукции»; $r_{\perp,B}$ — компонента радиус-вектора электрона в плоскости перпендикулярной оси симметрии проволоки при определении магнитной индукции.

Тогда

$$W = \int_0^1 \frac{(B(\delta))^2}{2\mu_0} dV = \frac{\pi DR^2}{\mu_0} \int_0^1 (B(\delta))^2 \delta d\delta. \quad (2)$$

Выражение для магнитной индукции B внутри проволоки, где в качестве граничного условия использовались условия зеркально-диффузного отражения электронов (модель Фукса), получено в работе [14]. Данное выражение можно записать в следующем виде:

$$B = \frac{3\mu_0 n e^2 R^2 E_z}{\pi v_F m \delta} \int_0^\delta \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\rho \sqrt{1-\rho^2}}{\nu} \left(\frac{(q-1) \exp\left(\frac{-\nu\eta}{\rho}\right)}{1-q \exp\left(\frac{-\nu\eta_0}{\rho}\right)} + 1 \right) \xi d\xi d\rho d\alpha, \quad (3)$$

где

$$\xi = \frac{r_{\perp}}{R}, \quad \rho = \frac{v_{\perp}}{v_F}, \quad \nu = \left(\frac{1}{\tau} - i\omega \right) \frac{R}{v_F},$$

$$\eta = \xi \cos \alpha + \sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \alpha}, \quad \eta_0 = 2\sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \alpha}.$$

Здесь e , m , n — соответственно, заряд, масса и концентрация электронов; E_z — составляющая напряженности электрического поля вдоль оси симметрии проволоки; v_F — скорость Ферми; q — коэффициент зеркальности поверхности; $r_{\perp}$ и $v_{\perp}$ — соответственно, компоненты радиус-вектора и скорости электрона в плоскости перпендикулярной оси симметрии проволоки; τ — электронное время релаксации.

Подставив (3) в (2), получим формулу для вычисления энергии магнитного поля W :

$$W = \frac{\mu_0 n^2 e^4 R^6 E_z^2 D}{v_F^2 m^2} J_W, \quad (4)$$

где

$$J_W = \frac{9}{\pi} \int_0^1 \frac{1}{\delta} \left(\int_0^\delta \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\xi \rho \sqrt{1-\rho^2}}{\nu} \left(\frac{(q-1) \exp\left(\frac{-\nu\eta}{\rho}\right)}{1-q \exp\left(\frac{-\nu\eta_0}{\rho}\right)} + 1 \right) d\xi d\rho d\alpha \right)^2 d\delta.$$

Выражение для силы тока I через поперечное сечение тонкой цилиндрической проволоки с граничными условиями Фукса было получено в работе [12]:

$$I = \frac{6ne^2 R^3 E_z}{v_F m} \int_0^1 \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\xi \rho \sqrt{1-\rho^2}}{\nu} \left(\frac{(q-1) \exp\left(\frac{-\nu\eta}{\rho}\right)}{1-q \exp\left(\frac{-\nu\eta_0}{\rho}\right)} + 1 \right) d\xi d\rho d\alpha.$$

Тогда

$$I^2 = \frac{n^2 e^4 R^6 E_z^2}{v_F^2 m^2} J_I, \quad (5)$$

где

$$J_I = 36 \left(\int_0^1 \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\xi \rho \sqrt{1-\rho^2}}{\nu} \left(\frac{(q-1) \exp\left(\frac{-\nu\eta}{\rho}\right)}{1-q \exp\left(\frac{-\nu\eta_0}{\rho}\right)} + 1 \right) d\xi d\rho d\alpha \right)^2.$$

Подставив (4) и (5) в (1), найдем искомую самоиндукцию L внутри проволоки:

$$L = 2\mu_0 D \frac{J_W}{J_I}. \quad (6)$$

Заметим, что самоиндукция, обусловленная магнитным полем вне проволоки, не зависит от характера распределения тока по ее сечению и имеет логарифмическую расходимость.

В случае, когда радиус проволоки R значительно превышает длину свободного пробега электронов Λ ($R \gg \Lambda$), из (6) можно получить макроскопическую асимптотику самоиндукции L_m , обусловленной магнитным потоком внутри проволоки. После проведения несложных вычислений, имеем:

$$L_m = \frac{\mu_0 D}{8\pi}. \quad (7)$$

Анализ результатов

Для проведения анализа результатов самоиндукции тонкой цилиндрической проволоки из металла введем новые обозначения:

$$\varepsilon = \left| \frac{L_m - |L|}{|L|} \right|, \quad x = \frac{R}{\Lambda}, \quad y = \frac{\omega R}{v_F},$$

где ε – относительная погрешность модуля самоиндукции L , x – безразмерная обратная длина свободного пробега электронов, y – безразмерная частота внешнего электрического поля.

Пусть имеется тонкая проволока из меди, для которой средняя длина свободного пробега электронов Λ при комнатной температуре составляет примерно 40 нм. Тогда значение безразмерной обратной длины свободного пробега электронов $x = 0,1$ определяет радиус проволоки $R = 4$ нм. Случай, когда $\Lambda \gg R$, соответствует так называемому свободно-электронному режиму. В этом случае движение носителей заряда характеризуется отсутствием столкновений с узлами кристаллической решётки, и самоиндукция проволоки обусловлена чисто кинетическими эффектами, связанными с рассеянием электронов на ее поверхности. Поскольку для $x = 0,1$ классический расчет глубины проникновения поля дает значения меньше длины свободного пробега, проволока находится в режиме аномального скин-эффекта, что необходимо учесть при проведении соответствующих оценок: при безразмерной частоте внешнего электрического поля $y = 0,1$ глубина скин-слоя $\gamma = 24$ нм; при $y = 3$ глубина скин-слоя $\gamma = 8$ нм. Значение безразмерной обратной длины свободного пробега электронов $x = 1$ ($R = \Lambda$) соответствует переходному режиму между классическим и аномальным скин-эффектами с радиусом проволоки $R = 40$ нм. В этом случае при безразмерной частоте внешнего электрического поля $y = 0,1$ глубина скин-слоя $\gamma = 51$ нм, а при $y = 3$ глубина скин-слоя $\gamma = 30$ нм. Следовательно,

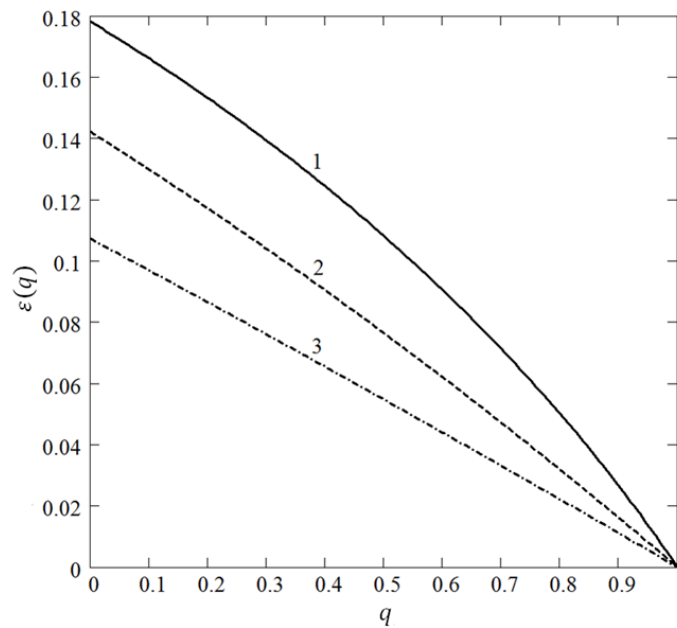


Рисунок 1 – Зависимость относительной погрешности ε модуля самоиндукции L от коэффициента зеркальности поверхности q при фиксированном значении безразмерной частоты внешнего электрического поля y и при различных значениях безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x : 1 - ($y = 3, x = 0,1$), 2 - ($y = 3, x = 1,1$), 3 - ($y = 3, x = 3$)

предложенная теория самоиндукции является корректной в рассматриваемом интервале выбранных параметров и может быть использована для практического применения полученных результатов.

На рис. 1 представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon(q)$ модуля самоиндукции L от коэффициента зеркальности поверхности q для случая, когда все кривые построены при одинаковом значении безразмерной частоты внешнего электрического поля y . Безразмерная обратная длина свободного пробега электронов x варьируется для каждой кривой.

Характер рассеяния электронов на границе поверхности проволоки существенно влияет на его внутреннее магнитное поле. Из рис. 1 видно, что при малых значениях коэффициента зеркальности ($q \rightarrow 0$) относительная погрешность $\varepsilon(q)$ модуля самоиндукции L достигает своего максимума. По мере приближения к поверхности близкой к зеркальной ($q = 1$, классический результат) все кривые приближаются к одной точке. Это означает, что кинетические эффекты не влияют на относительную погрешность $\varepsilon(q)$ модуля самоиндукции L , объемное рассеяние электронов преобладает над их поверхностным рассеянием, система «возвращается» к классическому случаю.

На рис. 2 представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon(x)$ модуля самоиндукции L от безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x для случая, когда все кривые построены при одинаковом значении коэффициента зеркальности поверхности q . Безразмерная частота внешнего электрического поля y варьируется для каждой кривой.

Из анализа графиков на рисунке видно, что при различных значениях безразмерной частоты внешнего электрического поля y наибольшее отличие относительной погрешности $\varepsilon(x)$ модуля самоиндукции L достигается, когда длина свободного пробега электронов значительно превосходит радиус проволоки. По мере увеличения радиуса проволоки это значение нивелируется, поскольку имеет место макроскопическая асимптотика.

На рис. 3 представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon(x)$ модуля самоиндукции L от безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x для случая, когда все кривые построены при одинаковом значении безразмерной частоты внешнего электрического поля y . Коэффициент зеркальности поверхности q варьируется для каждой кривой.

Из хода кривых на рис. 3 видно, что коэффициент зеркальности поверхности q в значительной степени влияет на самоиндукцию. При малых значениях коэффициента зеркальности поверхности q относительная погрешность $\varepsilon(x)$ модуля самоиндукции L сначала возрастает, достигает своего максимума, а затем монотонно убывает. При некотором значении коэффициента зеркальности поверхности q (кривые 2 и 3) зависимость качественно изменяется, а именно, зависимость относительной погрешности $\varepsilon(x)$ модуля самоиндукции L становится убывающей. С увеличением значения безразмерной обратной

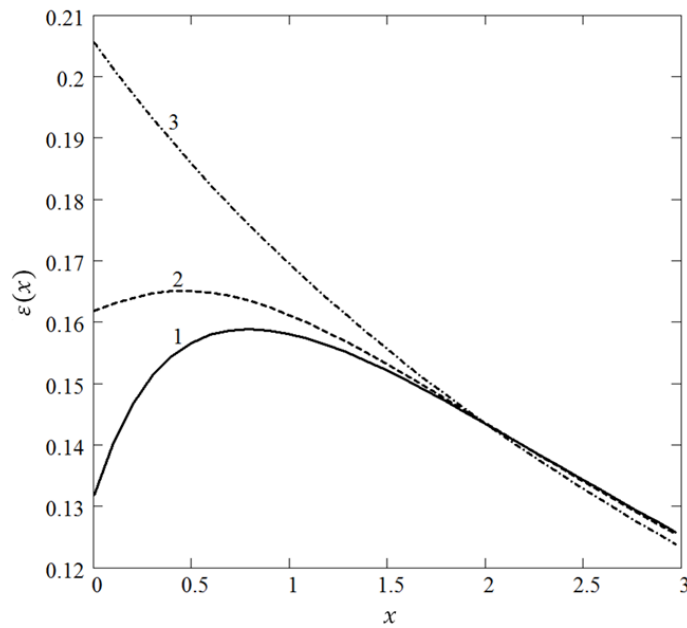


Рисунок 2 – Зависимость относительной погрешности ε модуля самоиндукции L от безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x при фиксированном значении коэффициента зеркальности поверхности q и при различных значениях безразмерной частоты внешнего электрического поля y : 1 - ($q = 0,01$, $y = 0,1$), 2 - ($q = 0,01$, $y = 0,5$), 3 - ($q = 0,01$, $y = 1,1$)

длины свободного пробега электронов x коэффициент зеркальности поверхности q в меньшей степени влияет на относительную погрешность $\varepsilon(x)$. Кривые в дальнейшем будут практически сливаться, когда металлическая проволока становится макроскопической ($x \gg 1$), то есть когда объемное рассеяние электронов превалирует над их поверхностным рассеянием.

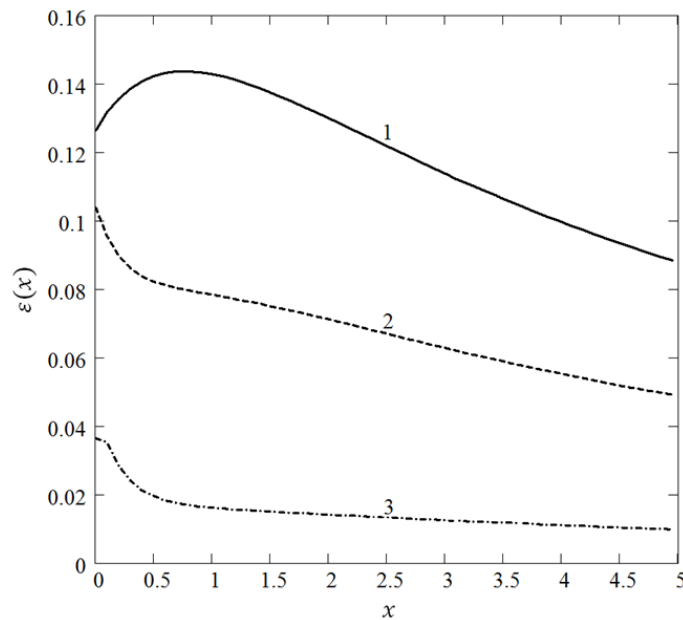


Рисунок 3 – Зависимость относительной погрешности ε модуля самоиндукции L от безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x при фиксированном значении безразмерной частоты внешнего электрического поля y и при различных значениях коэффициента зеркальности поверхности q : 1 - ($y = 0,1$, $q = 0,1$), 2 - ($y = 0,1$, $q = 0,5$), 3 - ($y = 0,1$, $q = 0,9$)

Исходя из рис. 2 и рис. 3, можно установить, что классическая макроскопическая электродинамика вносит существенную погрешность в определение коэффициента самоиндукции, когда радиус проволоки сравним с длиной свободного пробега электронов (безразмерная обратная длина свободного пробега электронов $x \leq 1$). Это доказывает необходимость обязательного учета кинетических эффектов при расчете электромагнитных параметров малых проводящих объектов.

На рис. 4 представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon(y)$ модуля самоиндукции L от безразмерной частоты внешнего электрического поля y для случая, когда все кривые построены при одинаковом значении коэффициента зеркальности поверхности q . Безразмерная обратная длина свободного пробега электронов x варьируется для каждой кривой.

На рис. 5 представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon(y)$ модуля самоиндукции L от безразмерной частоты внешнего электрического поля y для случая, когда все кривые построены при одинаковом значении безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x . Коэффициент зеркальности поверхности q варьируется для каждой кривой.

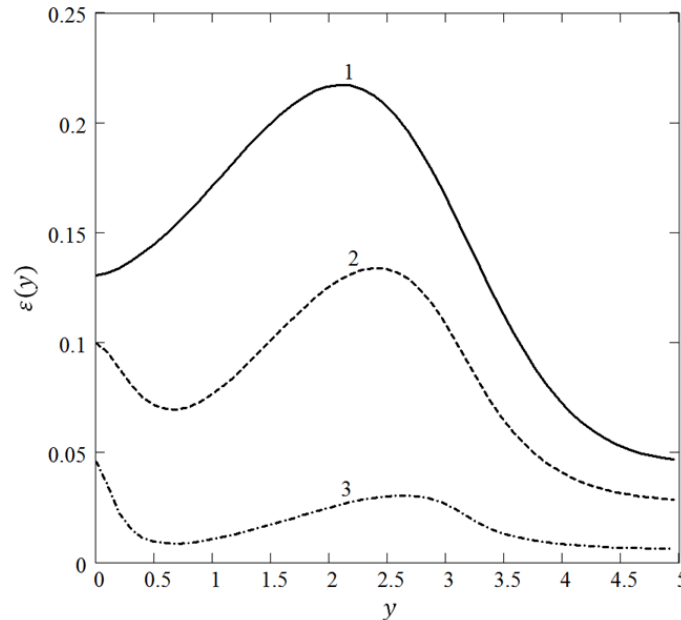


Рисунок 4 – Зависимость относительной погрешности ε модуля самоиндукции L от безразмерной частоты внешнего электрического поля y при фиксированном значении коэффициента зеркальности поверхности q и при различных значениях безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x : 1 - ($q = 0,5$, $x = 0,1$), 2 - ($q = 0,5$, $x = 0,5$), 3 - ($q = 0,5$, $x = 1,1$)

Из рис. 4 и рис. 5 видно, что данные зависимости относительной погрешности $\varepsilon(y)$ модуля самоиндукции L от безразмерной частоты внешнего электрического поля y носят сложный осциллирующий характер. Это означает, что на относительную погрешность $\varepsilon(y)$ модуля самоиндукции L значительно влияют безразмерная обратная длина свободного пробега электронов x и коэффициент зеркальности поверхности q . Следует отметить, что также имеют место осцилляции и модуля самоиндукции L проволоки при заданных параметрах. Данные осцилляции возникают, когда период изменения электрического поля становится соизмерим со временем движения электрона между диаметрально противоположными участками проволоки. Когда эти времена синхронизируются, возникает высокочастотный резонанс. Поле успевает изменить свое направление ровно в тот момент, когда группа электронов отражается от поверхности, что приводит к немонотонному изменению плотности тока и, как следствие, самоиндукции.

Таким образом, такой нетривиальный характер поведения кривых по мере увеличения безразмерной частоты внешнего электрического поля y связан с проявлением резонансных эффектов, наблюдаемых при отражении электронов от поверхности проволоки.

Заключение

Из приведенных выше расчетов следует, что коэффициент самоиндукции для тонких металлических проволок с учетом влияния кинетических эффектов зависит от отношения радиуса проволоки к длине свободного пробега электронов, коэффициента зеркальности ее поверхности и частоты электрического поля.

Кроме того, физическая природа коэффициента самоиндукции имеет комплексный характер. Ее мнимая часть описывает дополнительные диссипативные потери энергии магнитного поля, обусловленные поверхностным рассеянием электронов от поверхности, что принципиально отличает микро- и наноразмерные объекты от макроскопических.

Предложенные результаты аналитического расчета самоиндукции тонкой цилиндрической прово-

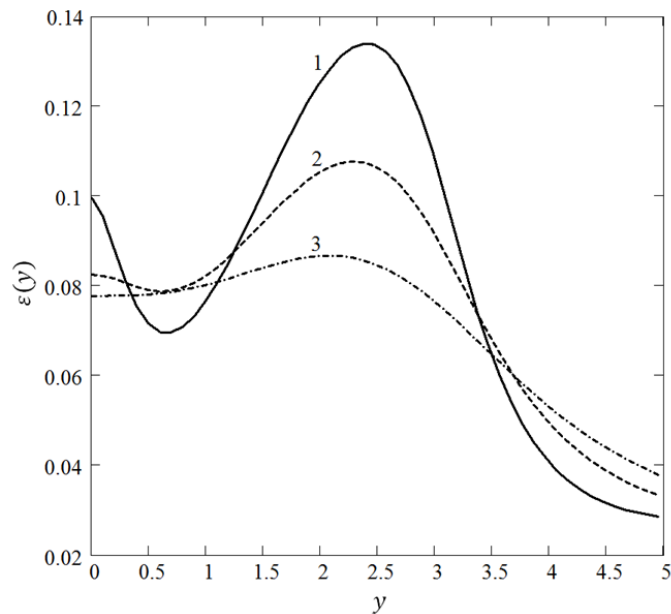


Рисунок 5 – Зависимость относительной погрешности ε модуля самоиндукции L от безразмерной частоты внешнего электрического поля y при фиксированном значении безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x и при различных значениях коэффициента зеркальности поверхности q : 1 - ($x = 0, 1, q = 0, 1$), 2 - ($x = 0, 1, q = 0, 5$), 3 - ($x = 0, 1, q = 0, 9$)

локи из металла имеют прямое прикладное значение для проектирования и оптимизации элементной базы современной микро- и нанoeлектроники.

Например, при помощи предложенной математической модели можно с высокой точностью рассчитать так называемую «паразитную индуктивность», предотвращая задержки сигналов и обеспечивая целостность данных в современных полупроводниковых приборах и элементах интегральных схем, основой которых являются тонкие проводящие проводники.

Обнаруженный осциллирующий характер самоиндукции открывает возможности для более точной настройки резонансных частот в наноразмерных плазмонных волноводах и антеннах на базе металлических нитей, что критически важно при создании устройств связи и систем терагерцовой спектроскопии.

Учет точных значений самоиндукции для определенных металлических нанонитей позволяет с высокой достоверностью спрогнозировать диэлектрическую и магнитную проницаемость композитных пленок, которые используются для поглощения или перенаправления электромагнитного излучения.

Таким образом, проведенный расчет позволяет выявить целый ряд значимых особенностей коэффициента самоиндукции для тонких цилиндрических проволок из металла, которые не характерны для макроскопических проволок.

Список литературы

- [1] Савенко О.В., Кузнецова И.А. Высокочастотная электропроводность металлического нанослоя с учетом эффектов размерного квантования и анизотропии зонной структуры проводника // Журнал технической физики. 2026. Т. 96, № 3. С. 448–457. DOI: [10.61011/JTF.2026.03.62527.161-25](https://doi.org/10.61011/JTF.2026.03.62527.161-25)
- [2] Воронин А.С., Бриль И.И., Фадеев Ю.В. и др. Оптические, электрические и радиоэкранирующие свойства тонких пленок на основе серебряных нанопроволок // Журнал технической физики. 2025. Т. 95, № 1. С. 98–106. DOI: [10.61011/JTF.2025.01.59465.224-24](https://doi.org/10.61011/JTF.2025.01.59465.224-24)
- [3] Кузнецова И.А., Савенко О.В., Романов Д.Н. Влияние анизотропии изoэнергетической поверхности на электропроводность тонкой проводящей пленки в продольном магнитном поле // Журнал технической физики. 2024. Т. 94, № 5. С. 699–707. DOI: [10.61011/JTF.2024.05.57807.243-23](https://doi.org/10.61011/JTF.2024.05.57807.243-23)
- [4] Бедрикова Е.А., Зверев Н.В., Паренкина В.И., Юшканов А.А. Квантовая электронная плазма и взаимодействие S-волны с металлическим полупространством // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2021. № 4. С. 54–65. DOI: [10.18384/2310-7251-2021-4-54-65](https://doi.org/10.18384/2310-7251-2021-4-54-65)

- [5] Каримов Ф.А., Юшканов А.А. Зеркально-диффузные граничные условия для электронов на поверхности металла с учётом зависимости от угла падения // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2020. № 1. С. 50–56. DOI: [10.18384/2310-7251-2020-1-50-56](https://doi.org/10.18384/2310-7251-2020-1-50-56)
- [6] Op't Root W.P.E.M., Brussaard G.J.H., Smorenburg P.W., Luiten O.J. Single-cycle surface plasmon polaritons on bare metal wire excited by relativistic electrons // Nat. Commun. 2016. Vol. 7. P. 13769. DOI: [10.1038/ncomms13769](https://doi.org/10.1038/ncomms13769)
- [7] Yang J., Cao Q., Zhou C. Explicit formula for metal wire plasmon of terahertz wave // Opt. Express 2009. Vol. 17, No. 23. P. 20806–20815. DOI: [10.1364/OE.17.020806](https://doi.org/10.1364/OE.17.020806)
- [8] Maier S.A., Maier S.A., Andrews S.R., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J. Terahertz Surface Plasmon-Polariton Propagation and Focusing on Periodically Corrugated Metal Wires // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. No. 17. P. 176805 (1-4). DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.176805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.176805)
- [9] Manjavacas A., Garcia de Abajo F.J. Coupling of gap plasmons in multi-wire waveguides // Opt. Express 2009. Vol. 17, No. 22. P. 19401–19413. DOI: [10.1364/OE.17.019401](https://doi.org/10.1364/OE.17.019401)
- [10] Neubrech F., Kolb T., Lovrincic R., Fahsold G., Pucci A., Aizpurua J., Cornelius T.W., Toimil-Molares M.E., Neumann R., Karim S. Resonances of individual metal nanowires in the infrared // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. No. 25. P. 253104 (1-3). DOI: [10.1063/1.2405873](https://doi.org/10.1063/1.2405873)
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005. 656 с.
- [12] Завитаев Э.В., Юшканов А.А. Высокочастотная проводимость тонкой цилиндрической проволоки из металла // Микроэлектроника. 2008. Т. 37, № 6. С. 429–438.
- [13] Кузнецова И.А., Чапкин А.В., Юшканов А.А. Влияние механизма поверхностного рассеяния электронов на высокочастотную проводимость тонкой металлической проволоки // Микроэлектроника 2011. Т. 40, № 1. Р. 45–51.
- [14] Завитаев Э.В., Русаков О.В., Харитонов К.Е. Расчет магнитной индукции внутри тонкой цилиндрической проволоки из металла // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2016. № 2. С. 74–84. DOI: [10.18384/2310-7251-2016-2-74-84](https://doi.org/10.18384/2310-7251-2016-2-74-84)
- [15] Завитаев Э.В., Русаков О.В., Уткин А.И., Харитонов К.Е. Зависимость магнитной индукции внутри тонкой цилиндрической проволоки из металла от механизма поверхностного рассеяния электронов // Микроэлектроника. 2022. Т. 51, № 2. С. 148–154. DOI: [10.31857/S0544126922020090](https://doi.org/10.31857/S0544126922020090)

Ссылка для цитирования:

Завитаев Э.В., Русаков О.В., Уткин А.И., Харитонов К.Е. Расчет самоиндукции тонкой цилиндрической проволоки из металла // Современная электродинамика. 2026. Т. 5, № 4(24). С. 4-12. EDN [DKTXDM](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2026-424-04-12), doi:[10.24412/2949-0553-2026-424-04-12](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2026-424-04-12)

Citation link:

Zavitaev E.V., Rusakov O.V., Utkin A.I., Kharitonov K.E. Calculation of self-induction a thin cylindrical metal wire // Modern Electrodynamics. 2026. Vol. 5, No. 4(24). P. 4-12. EDN [DKTXDM](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2026-424-04-12), doi:[10.24412/2949-0553-2026-424-04-12](https://doi.org/10.24412/2949-0553-2026-424-04-12)