

Изучение зависимости механических потерь, вызванных электрическим полем в кремниевых дисковых резонаторах, от удельного сопротивления кремния.

Я. Ю. Клочков*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики колебаний
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Поступила в редакцию 28.05.2022; подписана в печать 08.06.2022)

В нескольких проектах будущих интерферометрических гравитационно-волновых детекторов в качестве материала пробных масс рассматривается монокристаллический кремний. Для регулировки положения пробных масс предлагается использовать электростатические актюаторы. Их электрическое поле приведёт к появлению дополнительных потерь и шумов в пробных массах, поскольку кремний обладает конечной проводимостью. Разработанная экспериментальная установка позволяет изучать эти потери на модели, состоящей из кремниевого дискового резонатора и расположенного рядом электрода в диапазоне температур 100–300 К. На основании зависимости удельного сопротивления кремния от температуры была построена зависимость вносимых электрическим полем механических потерь от удельного сопротивления кремния, которая удовлетворительно согласуется с теоретической моделью. Полученные результаты позволяют рассчитать механические потери, возникающие из-за воздействия электростатического поля актюаторов на пробные массы, и соответствующие шумы.

PACS: 07.10.-h, 68.60.Bs

УДК: 534-16, 37.39

Ключевые слова: гравитационно-волновые детекторы, кремний, механические резонаторы, омические потери.

ВВЕДЕНИЕ

С момента первой прямой регистрации гравитационных волн прошло несколько лет [1]. В настоящее время налажена работа на гравитационно-волновых (ГВ) детекторах LIGO и Virgo [2–4]. Недавно приступил к наблюдениям японский детектор KAGRA [5]. Сейчас перед исследователями стоит задача по увеличению чувствительности существующих детекторов и по разработке детекторов следующего поколения. Монокристаллический кремний рассматривается как перспективный материал для пробных масс будущих гравитационно-волновых детекторов, таких, как, например Einstein Telescope и Cosmic Explorer [6, 7].

Кремний обладает малыми механическими потерями, высокой теплопроводностью, а также малыми оптическими потерями на длинах волн 1.5–2 мкм [8]. Для подстройки положения пробных масс интерферометрических ГВ детекторов используются электростатические актюаторы, которые создают электрическое поле между самими пробными массами и электродами актюатора. В отличие от диэлектрических пробных масс, которые используются в современных ГВ детекторах, приложение электрического поля к колеблющейся полупроводниковой пробной массе порождает токи внутри неё, приводящие к появлению омических потерь и тепловых шумов, обусловленных этими потерями [10]. Данный механизм потерь особенно ярко проявляется в MEMS/NEMS системах, например, в электромеханических резонаторах, изготовленных из графена, углеродных нанотрубок, благодаря их очень

малой эффективной массе и сильной зарядовой связи [11–13].

Дисковые механические резонаторы, в которых возбуждаются моды с узлом в центре, широко используются для измерения механических потерь в многослойных диэлектрических покрытиях для пробных масс ГВ детекторов [14]. Мы же предлагаем использовать дисковые резонаторы из высокоочищенного кремния для измерения механических потерь в электрическом поле.

В этой статье мы используем установку, подобную описанной в [15], для изучения зависимости вносимых электрическим полем механических потерь от удельного сопротивления кремния при его охлаждении до 100 К. Полученная зависимость удовлетворительно описывается предложенной теоретической моделью. При температурах ниже 150 К наблюдались длительные (порядка 30 с) переходные процессы при включении (отключении) поля между резонатором и электродом.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

В качестве резонатора мы использовали кремниевый диск (*wafers*) диаметром 50.8 мм и толщиной 0.27 мм, отполированный с двух сторон (*Double Side Polished — DSP*). Для измерений мы выбрали модуль с двумя угловыми диаметрами и частотой около 830 Гц. Образец (кремниевый диск) закрепляется в центре посредством двух дюралевых грибков (рис. 1). Радиус закругления грибков — около 25 мм. К верхнему грибку подпаяна медно-константановая термопара. Температура второго спая (не показан) контроли-

* klochkov.jj15@physics.msu.ru

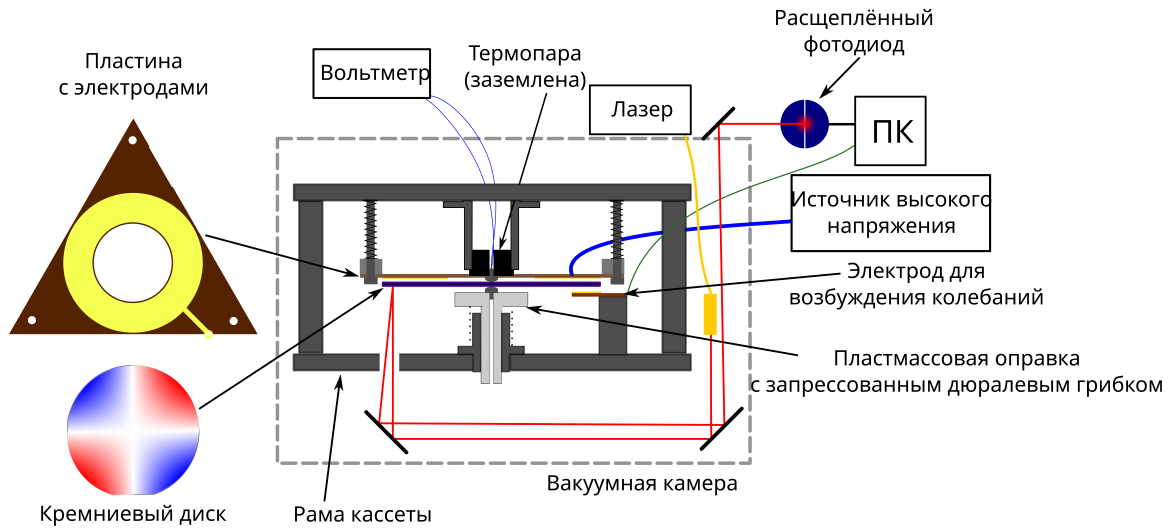


Рис. 1. Экспериментальная установка

руется с помощью терморезистора. Верхний грибок запрессован в теплоизолирующую втулку. Нижний грибок в пластмассовой оправке поджимается пружиной с силой около 8 Н.

Электрическое поле (напряжённостью около 0.5 МВ/м) создаётся между заземлённым образцом и кольцевым позолоченным электродом на текстолитовой пластине. Зазор между кремниевым диском и кольцевым электродом регулируется тремя подпружиненными винтами. Величина зазора составляет около 0.20–0.25 мм. Точная величина зазора определяется по величине ёмкости плоского конденсатора, который образует образец и кольцевой электрод. Погрешность измерения зазора не превышает 10%. Колебания исследуемой моды возбуждаются с помощью переменного напряжения (амплитудой порядка 100 В), подаваемого на отдельный электрод. Поскольку сила, действующая на образец, пропорциональна квадрату напряжения, переменное напряжение имеет частоту в два раза меньшую, чем возбуждаемая мода.

Регистрация колебаний образца происходит по методу «оптического рычага» [16]. Лазерный луч, отражаясь от поверхности образца, попадает на расщеплённый фотодиод. При малом отклонении луча от границы между половинками фотодиода разностный сигнал будет пропорционален самому отклонению. После оцифровки этот сигнал обрабатывается программой, написанной в среде LabView, при этом вычисляется частота сигнала f и время затухания свободных колебаний τ .

Кассета с образцом находится внутри вакуумной камеры. Давление остаточных газов в ней имеет порядок 10^{-5} Торр при комнатной температуре и 10^{-7} Торр при охлаждении. Охлаждает кассету наполненный жидким азотом медный сосуд, к которому она прикрепляется снизу (не показан на рисунке). Скорость охлаждения не превышает 3 К/мин.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вносимые полем потери Q_E^{-1} определяются следующим образом:

$$Q_E^{-1}(T) = Q_U^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T), \quad (1)$$

где $Q_U^{-1}(T)$ — потери ($Q^{-1} = (\pi f \tau)^{-1}$) при включенном поле, $Q_0^{-1}(T)$ — потери при отключенном поле. Поле мы включаем на время порядка τ — времени затухания свободных колебаний данной моды при включенном поле. Зависимость частоты от температуры при охлаждении представлена на рис. 2, потерь — на рис. 3.

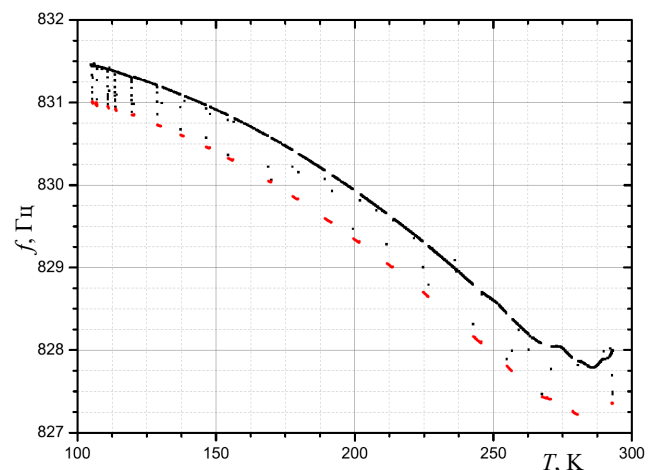


Рис. 2. Зависимость частоты исследуемой моды резонатора от температуры. Красным цветом помечены участки, где было включено поле. Рост собственной частоты моды при охлаждении происходит главным образом из-за температурного изменения модуля Юнга [17]

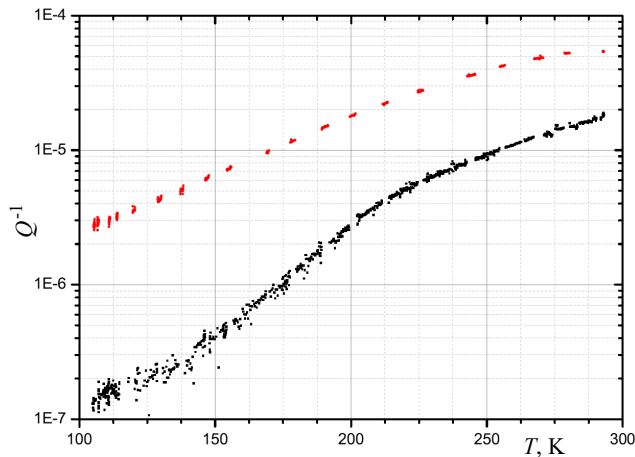


Рис. 3. Зависимость величины потерь исследуемой моды резонатора от температуры. Красным цветом помечены участки, где было включено поле

При низких температурах наблюдался интересный эффект: при подаче или отключении напряжения между электродом и образцом частота колебаний и величина потерь изменяется не мгновенно, а с запаздыванием; характер запаздывания зависит от полярности приложенного напряжения: когда на электрод подавалось положительное напряжение (рис. 4), запаздывание наблюдается в момент включения поля; при отключении поля частота и величина потерь изменяется почти сразу, с характерным временем не более 1 с. При подаче на электрод отрицательного напряжения (рис. 5), запаздывание, наоборот, наблюдается только при выключении поля. Чтобы отклик на включение напряжения при охлаждении был как можно более быстрым, на электрод подавалось отрицательное напряжение.

Удельное сопротивление исследуемого образца достаточно мало для того, чтобы вносимые полем потери $Q_E^{-1} \propto 1/d^4$, где d — зазор между образцом и электродом [15]. При охлаждении установки с образцом на 200 К зазор заметно меняется, потому что кассета сделана из материалов с разным коэффициентом температурного расширения. Следовательно, для того, чтобы получить зависимость вносимых потерь только от температуры, нам необходимо привести их величину к одному зазору, например, к зазору при комнатной температуре, который, как уже упоминалось выше, можно измерять ёмкостным методом.

Контролировать зазор можно по полевому сдвигу частоты $(df/f_0)_E$ (рис. 6)

$$(df/f_0)_E(T) = 2 \frac{f_0(T) - f_U(T)}{f_U(T) + f_0(T)}, \quad (2)$$

где f_U — частота моды при включенном поле, а f_0 — частота моды при отключенном поле.

Частота в поле изменяется потому, что оно вносит отрицательную жёсткость в механический резонатор [18], вследствие этого частота при включении

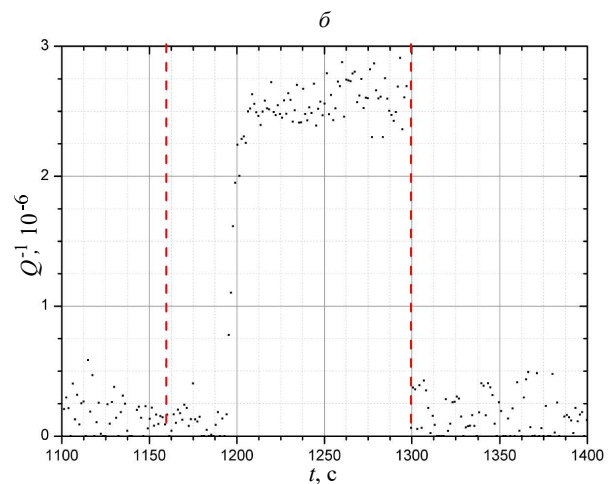
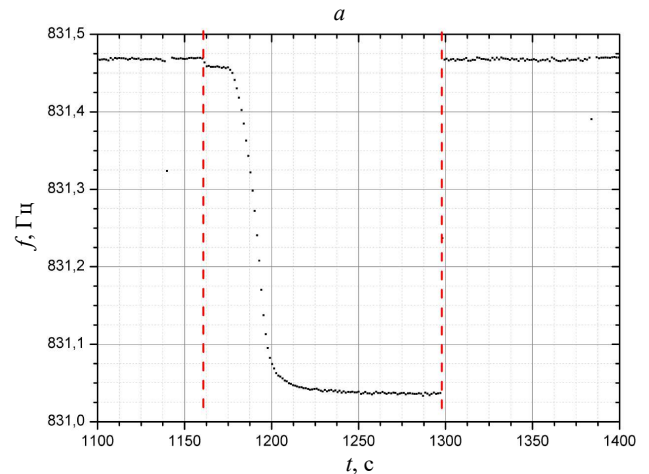


Рис. 4. Зависимость частоты (а) и величины потерь (б) от времени при подаче на электрод положительного напряжения. Пунктирной красной линией отмечены моменты включения и отключения напряжения. $T \approx 100\text{K}$

поля уменьшается. Величина полевого сдвига частоты $(df/f_0)_E \propto 1/d^3$.

Таким образом, величину вносимых полем потерь можно привести к зазору при комнатной температуре T_0 следующим образом:

$$(Q_E^{-1})_r(T) = Q_E^{-1}(T) \left(\frac{(df/f_0)_E(T_0)}{(df/f_0)_E(T)} \right)^{4/3} \quad (3)$$

Опираясь на [15], по величине полевых потерь мы можем оценить удельное сопротивление материала образца. Хотя наш образец обозначен производителем как недопированный, но, тем не менее, его удельное сопротивление оказалось в несколько раз меньше, чем у чистого кремния [19]; то есть образец имеет значительное количество примесей. Их концентрацию, зная сопротивление, рассчитаем с помощью [20], а затем, по известной концентрации примесей, определим зависимость удельного сопротивления от температуры

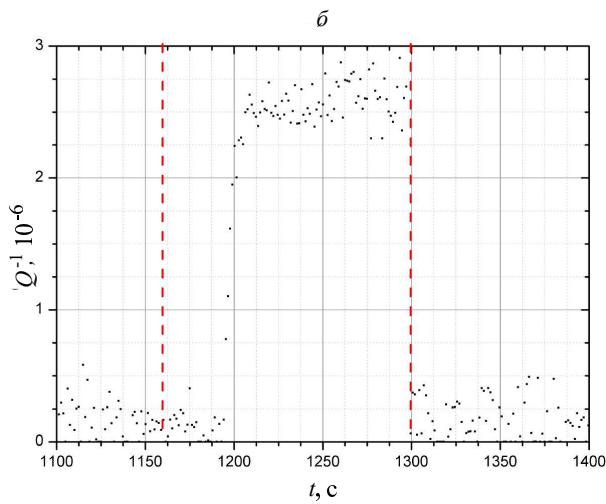
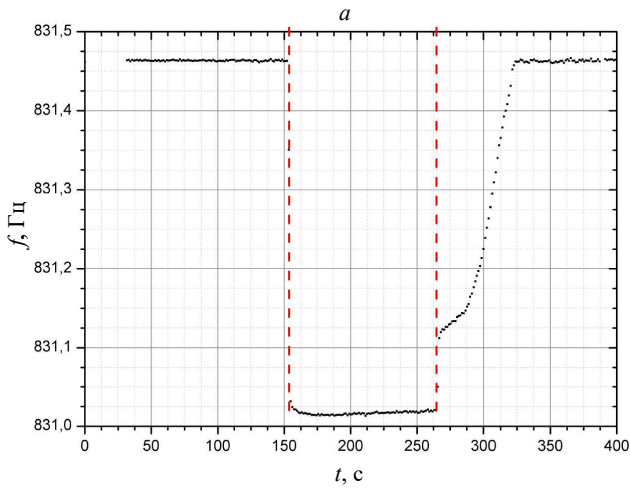


Рис. 5. Зависимость частоты (а) и величины потерь (б) от времени при подаче на электрод отрицательного напряжения. Пунктирной красной линией отмечены моменты включения и отключения напряжения. $T \approx 100\text{K}$

(рис. 8). Удельное сопротивление при охлаждении падает, поскольку подвижность носителей заряда растёт.

Используя зависимость вносимых потерь от температуры $(Q_E^{-1})_r(T)$ (рис. 7) и удельного сопротивления от температуры $\rho(T)$ (рис. 8), построим зависимость вносимых потерь от удельного сопротивления $(Q_E^{-1})_r(\rho)$ (рис. 9).

Она удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью, что согласуется с моделью, предложенной в [15], но первые две точки вблизи комнатной температуры (выделены красным) на полученную линейную зависимость ложатся плохо. В начальные моменты охлаждения, когда азот бурно кипел, установка очень сильно вибрировала, и свойства закрепления резонатора изменились — как именно, пока не понятно. Коэффициент наклона зависимости $(Q_E^{-1})_r(\rho)$, полученной в эксперименте, равен $(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-9} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ в то время как тот же коэффициент, рассчитанный со-

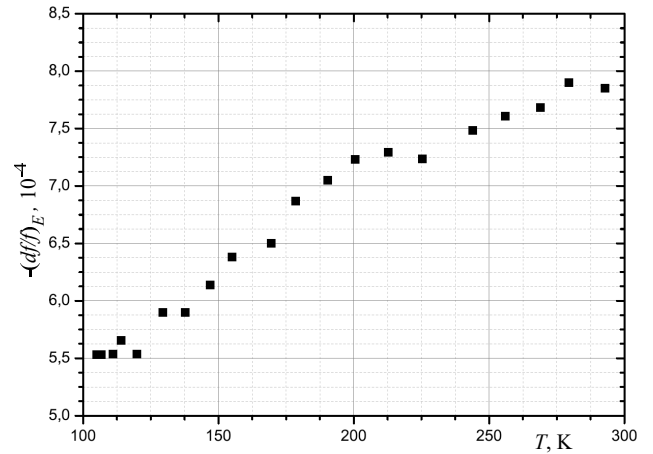


Рис. 6. Зависимость полевого сдвига частоты $(df/f)_E$ от температуры

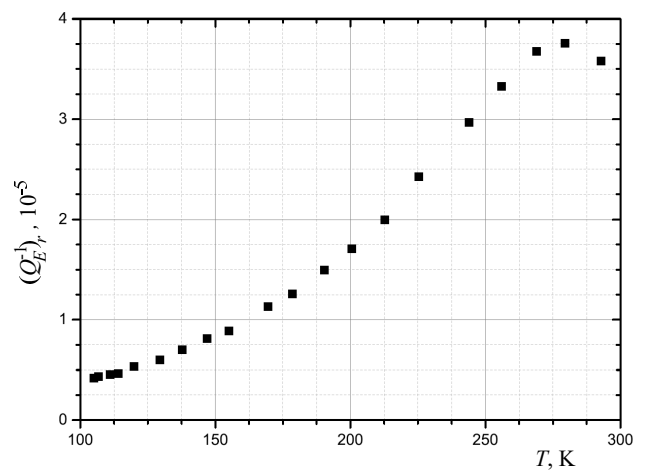


Рис. 7. Зависимость полевых потерь $(Q_E^{-1})_r$, приведённых к комнатному зазору, от температуры

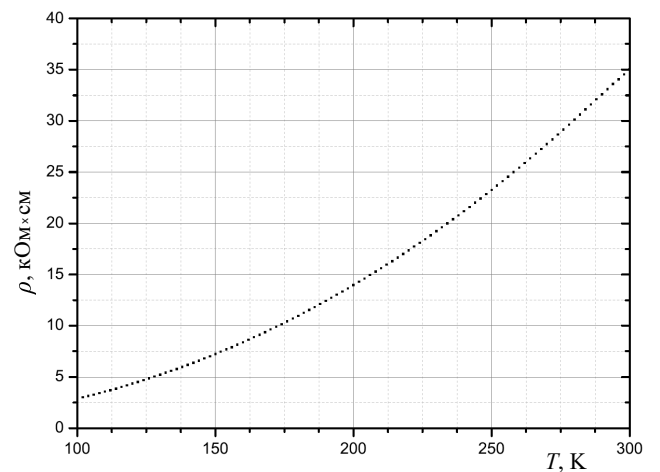


Рис. 8. Зависимость удельного сопротивления образца от температуры, согласно [20]

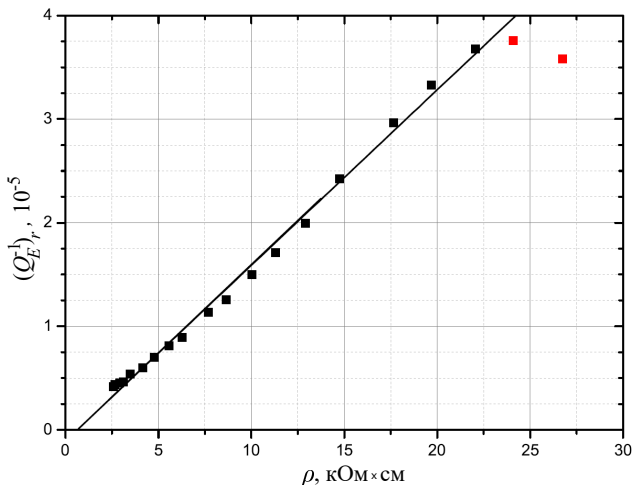


Рис. 9. Зависимость вносимых полем механических потерь от удельного сопротивления кремния

гласно [15], равен $1,3 \cdot 10^{-9} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, то есть теоретическая модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были проведены измерения вносимых электрическим полем механических потерь в кремниевых дисковых резонаторах в диапазоне температур 100–300 К. В качестве резонатора мы использовали диск из высококачественного кремния с сопротивлением около 30 кОм·см при комнатной температуре. При охлаждении удель-

ное сопротивление кремния падает из-за растущей подвижности носителей заряда. При колебаниях происходит периодическое изменение локальных ёмкостей между элементами кремниевого диска и расположенным рядом электродом, что приводит к перераспределению зарядов на кремниевом диске с диссипацией механической энергии. Полученная зависимость вносимых электрическим полем механических потерь от удельного сопротивления материала резонатора удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией и согласуется с предложенной в [15] моделью. Во время измерений на температурах ниже 150 К мы наблюдали длительные (около 30 с) переходные процессы при подаче и отключении напряжения между дисковым резонатором и электродом; причём характер этих переходных процессов зависит от полярности приложенного напряжения. Отметим, что граница в 150 К условна и длительность переходного процесса при охлаждении растёт. Мы предполагаем, что этот переходный процесс возникает из-за наличия контакта «металл-полупроводник», заземляющего образец.

Результаты подобных измерений будут важны для расчёта шумов кремниевых пробных масс ГВ детекторов следующего поколения, возникающих из-за работы электростатических актюаторов.

Автор выражает благодарность профессору В.П. Митрофанову за ценные советы в ходе разработки экспериментальной установки и методики проведения эксперимента и механику кафедры акустики В.А. Рожкову за изготовление деталей для экспериментальной установки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-29-11003) и научно образовательной школы МГУ «Фундаментальные и прикладные космические исследования».

- [1] Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D., Abernathy M.R., Acernese F., Ackley K., Adams C., Adams T., Addesso P., Adhikari R.X. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2016. **116**, P. 1.
- [2] Aasi J., Abadie J., Abbott B.P., Abbott R., Abbott T., Abernathy M.R., Accadia T., Acernese F., Adams C., Adams T. et al. // Class. Quant. Grav. 2015. **32**, P. 115012.
- [3] Acernese F., Agathos M., Agatsuma K., Aisa D., Allemandou N., Allocca A., Amarni J., Astone P., Balestri G., Ballardin G. et al. // Class. Quant. Grav. 2014. **32**, P. 024001.
- [4] Abbott R., Abbott T.D., Abraham S., Acernese F., Ackley K., Adams A., Adams C., Adhikari R.X., Adya V.B., Affeldt C. et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) // Phys. Rev. X. 2021. **11**, P. 021053.
- [5] Akutsu T., Ando M., Arai K., Arai Y., Araki S., Araya A., Aritomi N., Asada H., Aso Y., Atsuta S. et al. // Nature Astronomy 2019. **3**, P. 35.
- [6] Punturo M., Abernathy M., Acernese F., Allen B., Andersson N., Arun K., Barone F., Barr B., Barsuglia M., Beker M. et al. // Class. Quant. Grav. 2010. **27**, P. 194002.
- [7] Hall E.D., Kuns K., Smith J.R., Bai Y., Wipf C., Biscans S., Adhikari R.X., Arai K., Ballmer S., Barsotti L. et al. // Phys. Rev. D. 2021. **103**, P. 122004.
- [8] Adhikari R.X., Arai K., Brooks A.F., Wipf C., Aguiar O., Altin P., Barr B., Barsotti L., Bassiri R., Bell A. et al. // Class. Quant. Grav. 2020. **37**, P. 165003.
- [9] Aston S.M., Barton M.A., Bell A.S., Beveridge N., Bland B., Brummitt A.J., Cagnoli G., Cantley C.A., Carbone L., Cumming A.V. et al. // Class. Quant. Grav. 2012. **29**, P. 235004.
- [10] Bonilla E., Giuliani P., Lantz B., Buikema A. // Class. Quant. Grav. 2020. **38**, P. 025014.
- [11] Jourdan G., Torricelli G., Chevrier J., Comin F. // Nanotechnology 2007. **18**, P. 475502.
- [12] Barois T., Ayari A., Siria A., Perisanu S., Vincent P., Poncharal P., Purcell S.T. // Phys. Rev. B 2012. **85**, P. 075407.
- [13] Bousse N.E., Miller J.M.L., Kwon H., Vukasin G.D.,

- Kenny T.W.* // Appl. Phys. Lett. 2020. **116**, P. 023506.
- [14] *Yamamoto K., Miyoki S., Uchiyama T., Ishitsuka H., Ohashi M., Kuroda K., Tomaru T., Sato N., Suzuki T., Haruyama T.* et al. // Phys. Rev. D. 2006. **74**, P. 022002.
- [15] *Klochkov Y.Yu., Prokhorov L.G., Matiushechkina M. S., Adhikari R.X., Mitrofanov V.P.* // Rev. Sci. Instrum. 2022 **93**, P. 014501
- [16] *Putman C.A.J., De Groot B.G., Van Hulst N.F., Greve J.* // J. Appl. Phys. 1992 **72**, P. 6.
- [17] *Gysin U., Rast S., Ruff P., Meyer E., Lee D.W., Vettiger P., Gerber C.* // Phys. Rev. B. 2004 **69**, P. 045403.
- [18] *Митрофанов В.П.* // Колебательные системы с малой диссипацией. М., 2011.
- [19] Химическая энциклопедия: в 5 т. (гл. ред. И. Л. Кнунянц). Т. 2, С. 508, М., 1990.
- [20] <https://www.pvlighthouse.com.au/resistivity>

Study of the dependence of mechanical losses in silicon disc resonators caused by electric field on the silicon resistivity

Y. Yu. Klochkov

*Department of Physics of Oscillations, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia
E-mail: chauliodus.sp@yandex.ru*

Silicon is considered as perspective material for test masses in some projects of future gravitational-wave detectors. Electrostatic actuators are suggested for precise correction of test masses' position. Electric field of actuators will cause additional mechanical loss and corresponding thermal noise of their position, because of finite value of silicon resistivity. The experimental setup developed allows us to investigate this loss in temperature range 100–300 K via a model comprises silicon disc resonator and an electrode plate situated nearby. The dependence of additional mechanical losses induced by electrostatic field on the resistivity of silicon was obtained. These results would be useful while estimating additional losses, arising from action of actuator's electric field on test masses and corresponding noise.

PACS: 07.10.-h, 68.60.Bs.

Keywords: gravitational-wave detectors, silicon, mechanical resonators, ohmic loss.

Received 28 May 2022.

Сведения об авторе

Клочков Ярослав Юрьевич — аспирант, e-mail: klochkov.jj15@physics.msu.ru.