

Влияние искровых разрядов на множественные соударения двух стальных шаров в колыбели Ньютона

© А.Е. Дубинов,^{1,2} В.В. Голованов,¹ В.А. Любимцева¹

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Нижегородская обл., Россия

² Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета „Московский инженерно-физический институт“, 607186 Саров, Нижегородская обл., Россия
e-mail: dubinov-ae@yandex.ru

Поступило в Редакцию 4 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 29 марта 2022 г.

Принято к публикации 29 марта 2022 г.

Экспериментально исследовано влияние искровых разрядов на множественные столкновения двух шаров в колыбели Ньютона. Регистрировалась динамика одиночного маятника без соударений, а также динамика двух маятников. Наблюдалось немонотонное затухание колебаний маятников (так называемый эффект бисения) как при столкновениях с искровыми разрядами, так и без них. Исследовалось затухание колебаний маятников. Найдено, что столкновения шаров способствуют увеличению коэффициента затухания, а искровые разряды уменьшают коэффициент затухания.

Ключевые слова: колыбель Ньютона, шар, столкновение, искра, колебания, затухание, бисение.

DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52507.286-21

Введение

Занимательный и поучительный механический прибор — колыбель Ньютона, — представляющий собой последовательную систему идентичных маятников, позволяет изучать закономерности множественных столкновений одинаковых шаров и природу синхронизации затухающих колебаний [1–10]. Но колыбель Ньютона имеет не только образовательное значение. Например, он служит простой моделью для моделирования волн сжатия и компактирования в гранулированных средах [11], столкновений в квантовых и атомных цепочках частиц [12–14]. Кроме этого, принцип действия колыбели Ньютона был использован недавно в новом медицинском катетере, который может передавать механический импульс в живую ткань в инвазивной хирургии [15].

Характер каждого одиночного столкновения (упругое или неупругое) существенно влияет на общую динамику шаров в колыбели Ньютона. В настоящей работе впервые изучалась динамика множественных столкновений в колыбели Ньютона с двумя шарами, в которой в каждом столкновении создавался искровой электрический разряд. Идея этих экспериментов основана на известном механическом импульсном действии искровых разрядов [16–19]. Предполагалось, что механические импульсы давления в ударных волнах, возникающие в искровых разрядах в воздухе, могут существенно повлиять на динамику шаров.

1. Экспериментальное оборудование

Для экспериментов использовалась выпускаемая серийно колыбель Ньютона с пятью шарами. Она смонтирована на двух П-образных опорах. Для исключения поперечного движения шары в приборе подвешены на трапециевидных ниточных подвесах, в которых использована капроновая нить $\varnothing 26 \mu\text{m}$. Геометрия трапециевидного подвеса показана на рис. 1, *a*.

Шары колыбели Ньютона изготовлены из нержавеющей стали и имели $\varnothing 16 \text{ mm}$. Поверхности шаров были отполированы. В данных экспериментах изучалась столкновительная динамика только двух соседних шаров, остальные шары были удалены из области взаимодействия. В покое зазор между шарами составлял 1 мм (рис. 1, *a*).

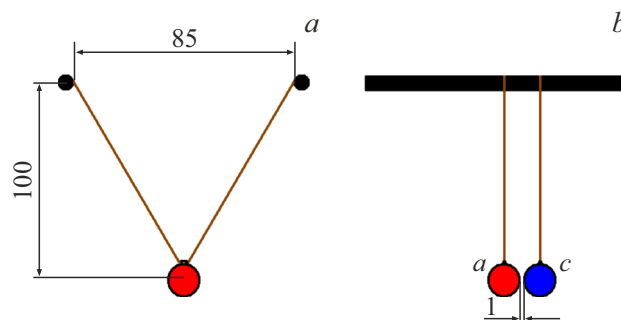


Рис. 1. Схема экспериментов, размеры в миллиметрах: *a* — фронтальный вид; *b* — вид сбоку (*a* — анод, *c* — катод).

К шарам с помощью липкой ленты приклеивались контакты гибких проводов для подачи высокого напряжения. Эти провода не находились в процессе экспериментов в натянутом состоянии и не создавали дополнительные усилия. Были также измерены массы шаров с наклеенными контактами, которые оказались 16.3 и 16.6 g.

Для питания искровых разрядов использовался генератор высокого напряжения, работающий по принципу непрерывной зарядки и самопробоя. Ранее он использовался в [20], где было определено, что на уровне зарядного напряжения, например, ~ 4.5 kV на нагрузке в виде воздушного промежутка 1 mm он генерирует униполярные искровые разряды с током ~ 280 А. При этом генератор способен обеспечивать частоту следования искровых разрядов до 250 Hz.

Колебания двух шаров с соударениями в колыбели Ньютона исследовались в двух режимах запуска:

- Режим: один шар отклоняется от положения равновесия на угол $\sim 30^\circ$ и затем отпускается без начальной скорости, в то время как другой шар находится неподвижно в состоянии равновесия;
- Пререзим: оба шара отклоняются от положения равновесия на угол $\sim 30^\circ$ и затем одновременно отпускаются без начальной скорости навстречу друг другу.

Заметим, что начальное отклонение шаров от положения равновесия на угол $\sim 30^\circ$ не приводит к заметному отклонению колебаний от гармонического закона, и при этом практически отсутствует их неизохронность. Проявления ангармоничности и неизохронности начинают сказываться при начальных углах отклонения $\sim 45^\circ$ согласно [21]. И поэтому установление точного значения начального угла было неважно для данных экспериментов.

За колебаниями шаров следили с помощью камеры teXet DVR-905S с расстояния ~ 1 m с частотой записи 25 fps. Для удобства измерения отклонений шаров от равновесия позади колыбели Ньютона располагалась миллиметровая линейка.

Все эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении 750 Torr и температуре 20°C .

2. Результаты экспериментов

2.1. Генерация искровых разрядов

При запуске прибора получено, что при каждом подлете шаров друг к другу и их соударению между шарами возникает, по крайней мере, один искровой разряд (рис. 2).

Поскольку частота колебаний шаров ~ 3 Hz намного меньше возможной частоты генератора (250 Hz), то первоначально возникло предположение, что за время каждого соударения между шарами могут успевать формироваться сразу несколько последовательных искровых разрядов. Это предположение удалось отклонить при помощи медленного осциллографирования. На рис. 3

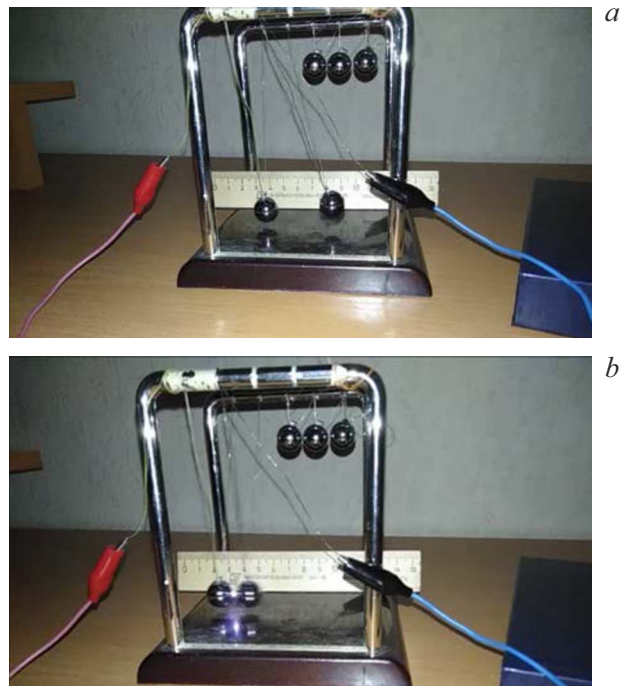


Рис. 2. Фотоизображения колыбели Ньютона в работе (слева — анодный шар, справа — катодный шар): *a* — фаза движения катодного шара к положению равновесия; *b* — фаза соударения шаров с искровым разрядом.

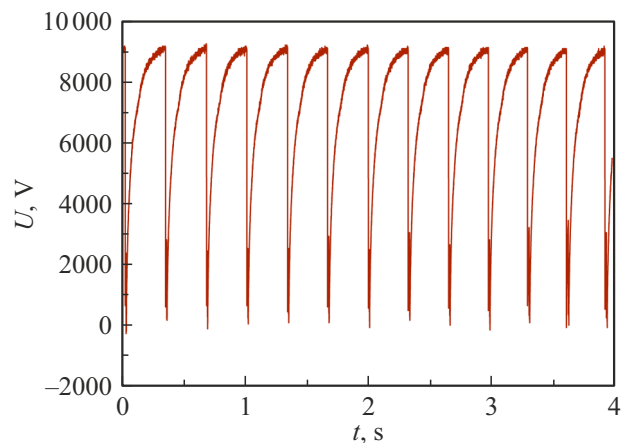


Рис. 3. Медленная осциллограмма напряжения между шарами при уровне зарядного напряжения ~ 9.0 kV (начало осциллограммы произвольно после начала запуска колыбели Ньютона).

представлена осциллограмма напряжения между шарами при уровне зарядного напряжения ~ 9.0 kV, показывающая, что в момент каждого соударения происходит только по одному искровому разряду. При этом частота следования разрядных импульсов совпадает с частотой колебаний шаров.

Для измерения временных и амплитудных характеристик искрового разряда при соударении шаров при-

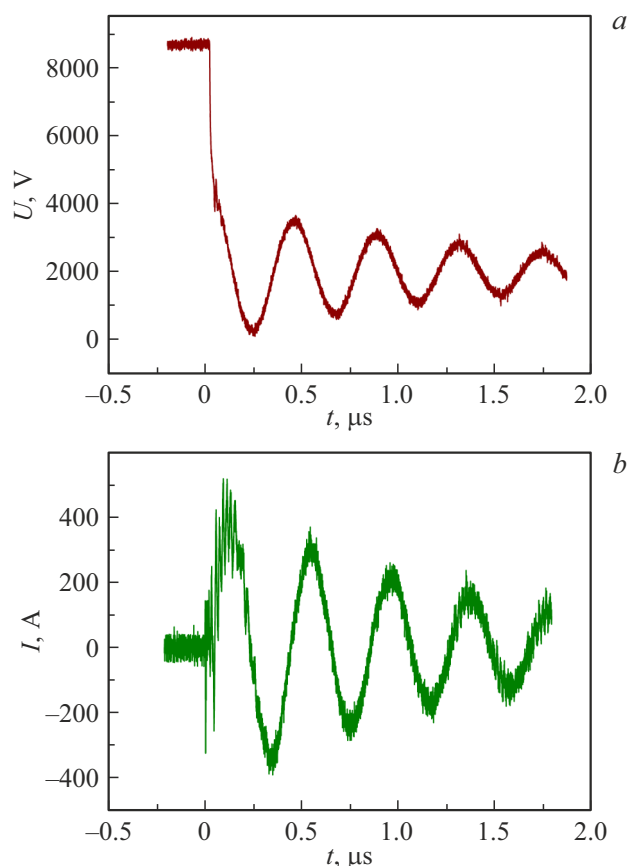


Рис. 4. Быстрые осциллограммы искрового разряда: *a* — напряжение, *b* — полный ток в разрядном контуре.

менялось быстрое осциллографирование. Полученные типичные осциллограммы напряжения между шарами и полный ток в разрядном контуре представлены на рис. 4. Видно, что искровые разряды вызывают в контуре осцилляции на собственной частоте ~ 2 МГц, что типично для наносекундных искровых разрядов [22–25].

2.2. Одиночный маятник

Сначала рассмотрим движение одиночного маятника с единственным шаром, колеблющегося свободно без столкновений и без воздействия искровых разрядов. Такое движение было записано и оцифровано. В результате этой оцифровки была получена зависимость движения координаты точки подвеса шара от времени. Поскольку затухание оказалось малым, то до полной остановки маятник совершает несколько сотен колебаний в течение нескольких минут. Поэтому наиболее наглядно можно представить динамику затухания с помощью огибающей с заполнением графика движения. Огибающая с заполнением затухающих колебаний одиночного маятника представлена на рис. 5.

Видно, что затухание колебаний происходит монотонно. Существуют две причины этого затухания — трение в точках подвеса нитей и сопротивление возду-

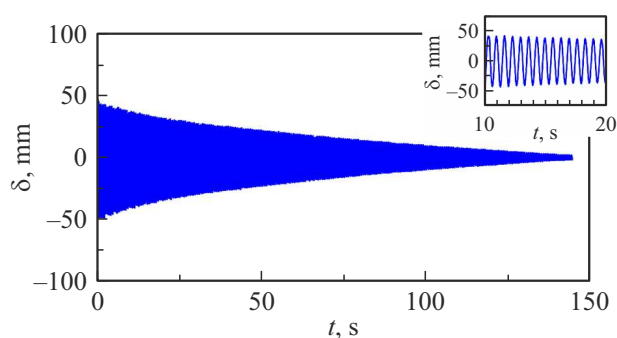


Рис. 5. Огибающая с заполнением колебаний одиночного маятника (в верхнем правом углу — фрагмент колебаний).

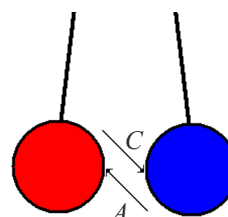


Рис. 6. Схема расположения точек поверхностей шаров для оцифровки.

ха. Численный анализ этого движения дал следующие параметры колебаний: период ≈ 0.66 s и коэффициент затухания ≈ 0.0142 s $^{-1}$.

2.3. Множественные соударения двух шаров (I режим)

Приведем теперь результаты исследования соударений двух шаров в I режиме для колебаний без разрядов и с искровыми разрядами. Получаемые здесь видеозаписи осцилляций шаров с множественными соударениями оцифровывались, и строились графики координат ближайших друг к другу точек поверхностей обоих шаров от времени (точка *A* для шара, служившего анодом, и точка *C* для шара, служившего катодом на рис. 6). При таком выборе точек поверхности шаров для оцифровки точки касания кривых на графиках будут соответствовать соударениям. Пример фрагмента одного такого графика для первых секунд процесса колебаний с искровыми разрядами показан на рис. 7 для I режима. Кратко прокомментируем его.

Видно, что при столкновениях налетающий шар полностью не отдает свой импульс другому шару мишени. Можно назвать несколько причин этому: сообщение обоим шарам дополнительного импульса от ударной волны, генерируемой искровым разрядом при подлете шаров друг к другу, электростатическое притяжение заряженных шаров друг к другу, а также небольшая разница шаров по массе.

Обращает на себя внимание то, что все столкновения, кроме первого, происходят тогда, когда оба шара дви-

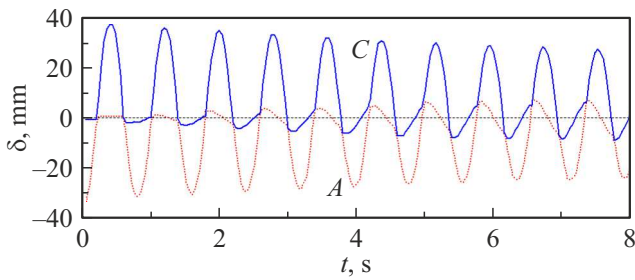


Рис. 7. График первых секунд движения шаров в I режиме (отсчет времени графика ведется от начала запуска колыбели Ньютона; C — координата точки катодного шара; A — координата точки анодного шара; горизонтальная пунктирная линия соответствует середине зазора между двумя шарами в положении равновесия).

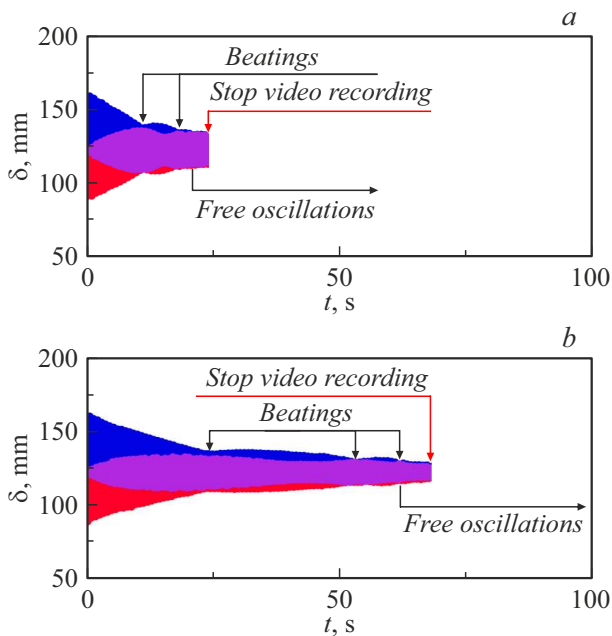


Рис. 8. Огибающие с заполнением колебаний двух маятников в I режиме: a — без искровых разрядов; b — с искровыми разрядами.

жуются в одном направлении, т.е. когда один из шаров догоняет другой шар. Столкновений при встречном движении шаров здесь не наблюдается, хотя во II режиме встречные столкновения все же имеются. Кроме того, каждое следующее место столкновений все дальше и дальше от положения равновесия шаров.

Представим теперь примеры оцифровки колебаний двух маятников на больших временных интервалах в форме огибающих с заполненными перекрывающимися областями (I режим без искровых разрядов на рис. 8, a и с искровыми разрядами на рис. 8, b).

Прежде всего отметим, что период колебаний двух шаров в обоих процессах без разрядов и с разрядами слегка увеличился (0.81 s) по сравнению со свободными колебаниями одиночного шара (0.66 s). Это увеличение

связано с тем, что столкновения шаров происходят за конечное время. Так как за один период колебаний двух шаров происходит 2 соударения, то можно оценить длительность непосредственного контакта шаров друг с другом ~ 75 ms. Полученное значение близко к значениям длительности взаимодействия шаров в [2,8,26,27], дающими значения ~ 100 ms.

Колебания здесь также происходят с затуханием, однако затухание немонотонно. Видно, что в некоторые моменты времени амплитуды колебаний обоих шаров достигают локальных минимумов, а затем возрастают. На колебаниях без разряда заметны два минимума, а на колебаниях с искровыми разрядами — три минимума.

Немонотонное затухание колебаний при столкновениях двух шаров наблюдались и в [6,10], причем в [6] появление минимумов на кривых затухания были названы „эффектом биений“ (beating effect). Обратим внимание на те условия, при которых наблюдался эффект биений в [6,10]: колыбель Ньютона должна иметь только 2 шара, между шарами в равновесии должен быть зазор 1 mm, а также эффект проявлялся только в I режиме. Все эти условия были соблюдены и при получении колебаний, показанных на рис. 8. Следует отметить, что период следования биений в колебаниях с искровыми разрядами в несколько раз больше периода биений в колебаниях без разрядов.

Были оценены коэффициенты затухания в обоих процессах на интервале времени от их начала до первого минимума в эффекте биений. Они составили $\approx 0.0172 \text{ s}^{-1}$ для процесса без разрядов и $\approx 0.0101 \text{ s}^{-1}$ для процесса с искровыми разрядами. Первое значение, которое заметно больше значения, полученного для одного шара без столкновений, свидетельствует о том, что каждое соударение приводит к некоторой потере энергии. Этот факт известен достаточно давно [28], при этом потери энергии при соударениях характеризуются коэффициентом восстановления, меньшим единицы. И наоборот, затухание существенно уменьшилось (второе значение) за счет механической энергии, которое сообщают шарам перед каждым столкновением ударные волны в искровых разрядах.

После того, как между шарами произойдет достаточное количество соударений, колебания обоих шаров становятся сфазированными между собой, и наступает этап свободных колебаний. В случае без разрядов свободные колебания характеризуются отсутствием столкновений между шарами, они оба продолжают осциллировать с затуханием по сценарию рис. 5. В случае же колебаний с разрядами на этапе свободных колебаний шары оказываются электростатически притянутыми друг другу до полного контакта, и разряды прекращаются из-за короткого замыкания, а затухание здесь также происходит по сценарию рис. 5. Через несколько секунд, после того как столкновения между шарами прекратились и устанавливался режим свободных колебаний, видеозапись процессов обычно останавливалась.

Сравнивая рис. 8, *a* и 8, *b* между собой, можно констатировать, что разряды, вкладывая энергию в движение шаров, существенно уменьшают затухание и удлиняют интервалы времени между минимумами биений.

2.4. Множественные соударения двух шаров (II режим)

Представим примеры оцифровки колебаний двух маятников на больших временных интервалах в форме огибающих с заполненными перекрывающимися областями для II режима без искровых разрядов на рис. 9, *a* и с искровыми разрядами на рис. 9, *b*.

Отметим, что начальная энергия шаров во II режиме в 2 раза больше, чем начальная энергия в I режиме. Следовательно, процесс затухания во II режиме более длительный. Но и здесь также заметны биения.

Так как соударения на начальной стадии в обоих представленных процессах происходят при большей энергии, чем в процессах в I режиме, то здесь должны быть и больше неупругие энергетические потери при соударениях. Численный анализ данных, представленных на рис. 9 дал следующие коэффициенты затухания: $\approx 0.1021 \text{ s}^{-1}$ для процесса без разрядов и $\approx 0.0373 \text{ s}^{-1}$ для процесса с искровыми разрядами, и подтвердил увеличение энергетических потерь с ростом энергии соударения. Тем не менее искровые разряды частично компенсируют эти потери.

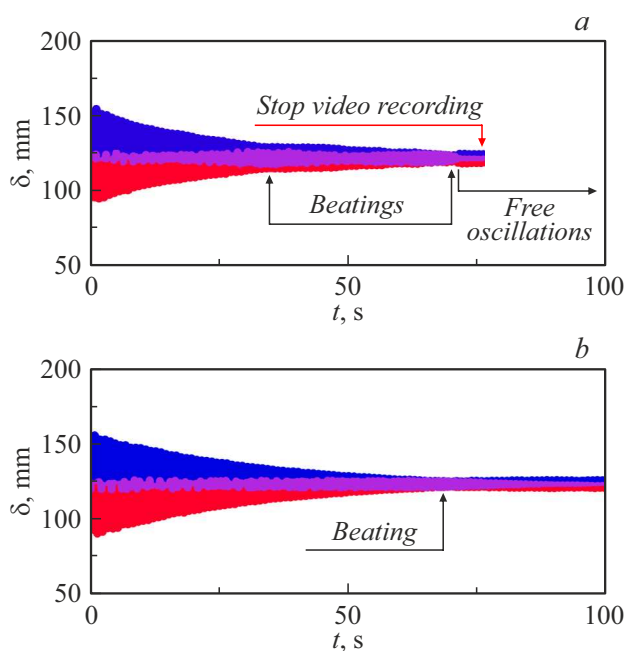


Рис. 9. Огибающие с заполнением колебаний двух маятников во II режиме: *a* — без искровых разрядов; *b* — с искровыми разрядами.

Заключение

Экспериментально исследовалось влияние искровых разрядов на множественные столкновения двух шаров в колыбели Ньютона. Регистрировалась динамика одиночного маятника без столкновений, а также динамика двух маятников в двух режимах: когда один шар отклоняется от положения равновесия на угол $\sim 30^\circ$ и затем отпускается без начальной скорости, в то время как другой шар находится неподвижно в состоянии равновесия (I режим), и когда оба шара отклоняются от положения равновесия на угол $\sim 30^\circ$ и затем одновременно отпускаются без начальной скорости навстречу друг другу (II режим).

В обоих режимах наблюдается немонотонное затухание колебаний маятников (так называемый эффект биений) как при столкновениях с искровыми разрядами, так и без них.

Исследовалось затухание колебаний маятников. Найдено, что столкновения шаров способствуют увеличению коэффициента затухания, а искровые разряды, наоборот, уменьшают коэффициент затухания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Herrmann, F. Seitz. Amer. J. Phys., **50** (11), 977 (1982). DOI: 10.1119/1.12936
- [2] D.R. Lovett, K.M. Moulding, S. Anketell-Jones. Eur. J. Phys., **9** (4), 323 (1988). DOI: 10.1088/0143-0807/9/4/015
- [3] R. Ehrlich. Phys. Teacher, **34** (3), 181 (1996). DOI: 10.1119/1.2344392
- [4] J.D. Gavenda, J.R. Edgington. Phys. Teacher, **35** (7), 411 (1997). DOI: 10.1119/1.2344742
- [5] V. Ceanga, Y. Hurmuzlu. J. Appl. Mech., **68** (4), 575 (2001). DOI: 10.1115/1.1344902
- [6] S. Hutzler, G. Delaney, D. Weaire, F. MacLeod. Amer. J. Phys., **72** (12), 1508 (2004). DOI: 10.1119/1.1783898
- [7] C.F. Cauld. Sci. Educat., **15** (6), 597 (2006). DOI: 10.1007/s11191-005-4785-3
- [8] C.M. Donahue, C.M. Hrenya, A.P. Zelinskaya, K.J. Nakagawa. Phys. Fluids, **20** (11), 113301 (2008). DOI: 10.1063/1.3020444
- [9] D. Kagan. Phys. Teacher, **48** (3), 152 (2010). DOI: 10.1119/1.3317443
- [10] R. Cross. Eur. J. Phys., **39** (2), 025001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6404/aa9163
- [11] R. Labbé, L. Vergara, I. Olivares. Phys. Fluids, **31** (5), 051703 (2019). DOI: 10.1063/1.5100041
- [12] T. Kinoshita, T. Wenger, D.S. Weiss. Nature, **440** (7086), 900 (2006). DOI: 10.1038/nature04693
- [13] Y. Tang, W. Kao, K.-Y. Li, S. Seo, K. Mallayya, M. Rigol, S. Gopalakrishnan, B.L. Lev. Phys. Rev. X, **8** (2), 021030 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevX.8.021030

- [14] M. Schemmer, I. Bouchoule, B. Doyon, J. Dubail. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (9), 090601 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.090601
- [15] A. Sakes, L. Grandia, R. Lether, L. Steenstra, M.C. Valentijn, P. Breedveld, J.W. Spronck. *Med. Eng. Phys.*, **67** (1), 88 (2019). DOI: 10.1016/j.medengphy.2018.12.025
- [16] A.E. Dubinov, S.A. Sadovoy, V.D. Selemir. *Shock Waves*, **10** (1), 73 (2000). DOI: 10.1007/s001930050180
- [17] Q. Liu, Y. Zhang. *J. Appl. Phys.*, **116** (15), 153302 (2014). DOI: 10.1063/1.4898141
- [18] E.V. Parkevich, M.A. Medvedev, G.V. Ivanenkov, A.I. Khirianova, A.S. Selyukov, A.V. Agafonov, Ph.A. Korneev, S.Y. Gus'kov, A.R. Mingaleev. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **28** (9), 095003 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3768
- [19] J. Huang, L. Yang, H. Zhang, L. Chen, X. Wu. *Chin. Phys. B*, **28** (1), 055202 (2019). DOI: 10.1088/1674-1056/28/5/055202
- [20] A.E. Dubinov, J.P. Kozhayeva, V.V. Golovanov, V.D. Selemir. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (1), 76 (2019). DOI: 10.1109/TPS.2018.2868443
- [21] A. Beléndez, C. Pascual, D.I. Méndez, T. Beléndez, C. Neipp. *Rev. Brasil. de Ensino de Fis.*, **29** (4), 645 (2007). DOI: 10.1590/S0102-47442007000400024
- [22] X. Li, X. Liu, F. Zeng, X. Gou, Q. Zhang. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **43** (4), 1049 (2015). DOI: 10.1109/TPS.2015.2408607
- [23] Z. Yang, H. Zhu, X. Yu, M. Zheng, D.S.-K. Ting. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **48** (1), 104 (2020). DOI: 10.1109/TPS.2019.2960154
- [24] A.E. Dubinov, N.A. Pylayev, S.A. Sadovoy, E.A. Sadchikov. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **42** (10), 2648 (2014). DOI: 10.1109/TPS.2014.2324821
- [25] Z. Wang, S. Yang, S. Ye. *J. Electrostat.*, **111** (1), 103576 (2012). DOI: 10.1016/j.elstat.2021.103576
- [26] R. Hessel, A.C. Perinotto, R.A.M. Alfaro, A.A. Freschi. *Amer. J. Phys.*, **74** (3), 176 (2006). DOI: 10.1119/1.2173276
- [27] R. Cross. *Eur. J. Phys.*, **42** (2), 025004 (2021). DOI: 10.1088/1361-6404/abc093
- [28] Г. Кориолис. *Математическая теория явлений бильярдной игры* (УРСС, М., 2007) [G. Coriolis. *Théorie Mathématique des Effets du Jeu de Billard* (Carilian-Goeury, Libraire-Editeur, Paris, 1835)]