

УДК 536.21+537.6+621.3.089.2

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ОДНОРОДНОГО ТЕЛА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2022 г. Ю. А. Кирсанов<sup>1, \*</sup>, А. Ю. Кирсанов<sup>2, \*\*</sup><sup>1</sup>Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр (ИЭПТ ФИЦ КазНЦ) РАН, Казань, Россия<sup>2</sup>ФГБОУ ВО Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ (КНИТУ-КАИ), Казань, Россия

\*E-mail: kirsanov-yury@mail.ru

\*\*E-mail: akirsanov@list.ru

Поступила в редакцию 10.11.2020 г.

После доработки 11.06.2021 г.

Принята к публикации 08.09.2021 г.

Описана экспериментальная установка и методика измерения коэффициента теплопроводности образцов постоянного магнита с разной ориентацией в пространстве магнитных силовых линий. Выявлена анизотропия теплопроводности магнита. Полученные результаты измерений представлены в виде графиков и обобщены уравнениями регрессии. Уточнен механизм теплопроводности и установлена причина анизотропии теплопроводности однородного тела под воздействием магнитного поля. Дано объяснение причин возникновения темных и светлых пятен на поверхности Солнца.

DOI: 10.31857/S0040364422020259

## ВВЕДЕНИЕ

Магниты нашли применение в современном электронном и электроизмерительном оборудовании, ветряных электрогенераторах, электродвигателях гибридных автомобилей и электромобилях [1–6], компактных источниках собственного магнитного поля в специальных космических аппаратах [7] и др. Применение магнитов в энергетике обусловило потребность в исследованиях влияния магнитных полей на физические процессы [1–6], в том числе на теплопроводность сред [3–6].

Из постоянных магнитов наиболее сильным магнитным полем обладает интерметаллид  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  марки № 48. Особенность данного материала заключается в низком значении рабочей температуры (до  $80^\circ\text{C}$ ), которое накладывает ограничения на тепловой режим работы магнита. Предотвращение перегрева оборудования, содержащего магнит, т.е. определение границ расчетных режимов работы, предполагает знание зависимости коэффициента теплопроводности самого магнита от температуры и других факторов.

Имеющиеся в литературе единичные сведения о теплопроводности  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  [8] –  $\lambda = 7.7 \text{ Вт}/(\text{м К})^1$ , как и результаты работ [3–6], не дают ответа на вопросы: к каким значениям температуры и магнитной индукции относится приведенное значение коэффициента теплопроводности и влияет ли ориентация вектора индукции магнитного по-

ля относительно направления теплового потока на теплопроводность тела? Последний вопрос вызван тем обстоятельством, что магнитные поля обладают анизотропией и вполне ожидаемо, что и теплопроводность магнита может обладать таким же свойством.

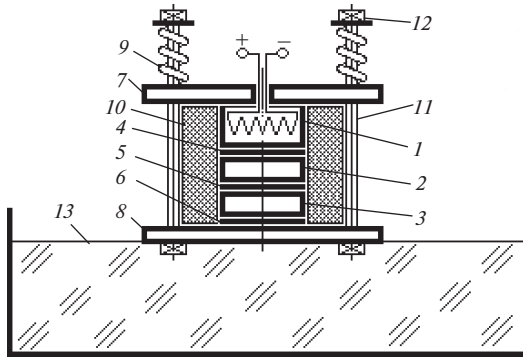
Целью данной статьи является экспериментальное исследование влияния ориентации магнитных силовых линий на коэффициент теплопроводности постоянного магнита из интерметаллида  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

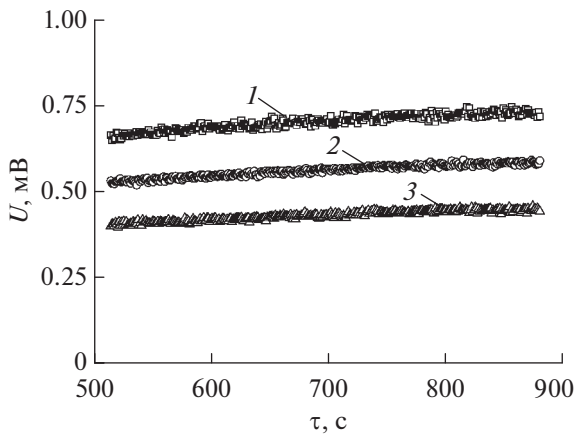
Измерения коэффициента теплопроводности образцов проводились на установке, схема которой показана на рис. 1. Электронагреватель 1 питается от источника постоянного тока (на схеме не показан). Между нагревателем 1, эталоном 2, исследуемым образцом 3 и основанием 8 помещаются медные круглые пластины 4–6 с припаянными к ним хромель-копелевыми термопарными проводами диаметром 0.2 мм. Эталон 2 вместе с прилегающими к нему медными пластинами 4, 5 с термопарами выполняют функцию тепломера. Эталоном является диск из немагнитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т диаметром 25 мм и высотой 10 мм. Коэффициент теплопроводности эталона вычисляется по уравнению регрессии, построенному по литературным данным [9]:

$$\lambda = 7.13 + 2.727 \times 10^{-2}T - 8.6 \times 10^{-6}T^2, \quad (1)$$

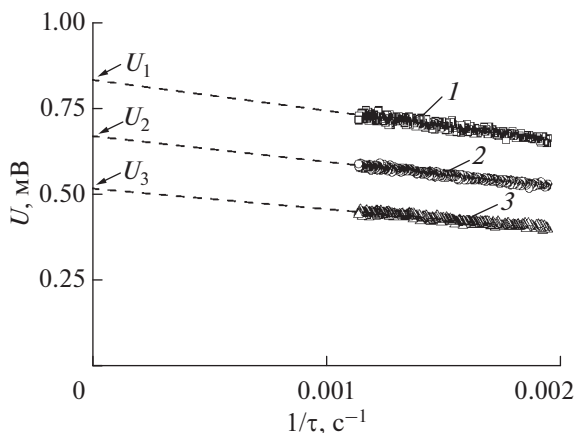
<sup>1</sup> В источнике [8] в размерности  $\lambda$  вместо “Вт” ошибочно указана “кал”.



**Рис. 1.** Схема измерительной установки: 1 – нагреватель; 2 – эталон; 3 – исследуемый образец; 4–6 – медные диски с термопарами; 7 – крышка; 8 – основание; 9 – пружина; 10 – тепловая изоляция; 11, 12 – стягивающие шпильки с гайками; 13 – лед.



**Рис. 2.** Изменения во времени показаний термопар: 1 – на диске 4, 2 – 5, 3 – 6.



**Рис. 3.** Показания термопар как функция  $1/\tau$ ; 1–3 – см. рис. 2.

где  $T$  – температура, К.

Перед сборкой для снижения контактного сопротивления поверхности пластин 4–6 покрывались слоем кремнийорганической теплопроводной пасты КПТ-8 по ГОСТ 19783-74. В собранном виде нагреватель 1, эталон 2 и образец 3 вместе с пластинами 4–6 прижимаются к основанию 8 с помощью крышки 7, пружин 9 и шпилек 11 с гайками 12. Наружные поверхности сборки закрывались теплоизолятором 10 – пористым полиуретаном. Холодным источником 13 служит лед, с которым контактирует алюминиевое основание 8. Использование льда позволяет проводить измерения теплопроводности образцов  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  при температурах ниже точки Кюри.

Показания термопар регистрировались автоматизированной измерительной системой (АИС) и контролировались прибором УКТ38-Щ4-ТП с предельной основной погрешностью 0.5%. АИС, основанная на концепции виртуальных измерительных приборов, построена на базе персонального компьютера и устройства ввода–вывода аналоговых и цифровых сигналов фирмы National Instruments PCI-6251 [10]. При разрядности аналого-цифрового преобразователя последнего в 16 бит и максимальном диапазоне измерений  $\pm 100$  мВ максимальная погрешность измерения составила  $\pm 3.1$  мкВ. Для создания программного обеспечения АИС использована среда графического программирования LabVIEW<sup>2</sup> [11]. Показания термопар в мВ регистрировались с точностью до четвертого знака после запятой с интервалом 0.1 с. Перевод показаний из мВ в градусы осуществлялся по индивидуальным калибровочным характеристикам термопар, приведенным ниже.

Длительность одного эксперимента составляла  $\sim 15$ –20 мин. Характер показаний термопар, регистрировавшихся АИС, показан на рис. 2. Поскольку тепловой процесс за время эксперимента не успевал выйти на стационарный режим, то для определения стационарных значений термо-ЭДС  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  строились графики  $U(1/\tau)$ , на которых температура при установившемся естественном процессе нагревания или охлаждения изменяется по линейному закону (рис. 3). Обработка точек методом наименьших квадратов с помощью уравнения регрессии

$$U(\tau) = u_0 + u_1/\tau,$$

дает искомые значения стационарных значений термо-ЭДС  $U_1$ – $U_3$  при  $1/\tau = 0$ .

<sup>2</sup> Номер лицензионного соглашения: 777455-03. Серийный номер: M71X16236.

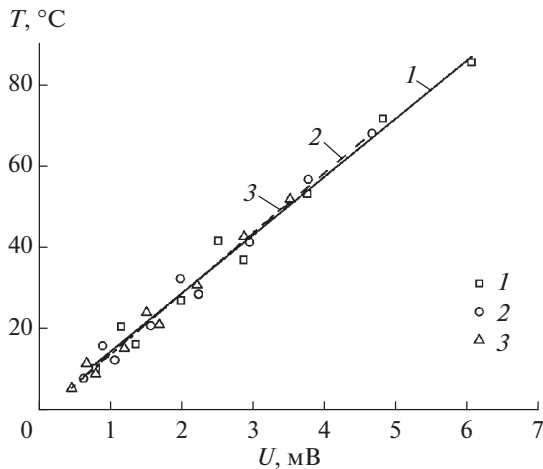


Рис. 4. Калибровочные графики; 1–3 – см. рис. 2.

За стационарное значение  $U_i$  принималось значение, соответствующее коэффициенту регрессии  $u_0$  для  $i$ -й термопары.

Переход от  $U_1, U_2, U_3$  к температурам  $T_1, T_2, T_3$  производился по индивидуальным калибровочным графикам (рис. 4).

Значения коэффициента теплопроводности исследуемого образца в экспериментах вычислялись по стандартной методике, изложенной в Приложении.

Тестирование тепломера и методики измерения выполнено на образце из нержавеющей стали 12Х18Н10Т диаметром 25 мм и высотой 9.74 мм. Результаты тестирования показаны на рис. 5, где  $t$  – средняя температура исследуемого образца, в °С. Максимальное расхождение измеренных значений коэффициента теплопроводности, показанных точками, с результатами расчета по уравнению регрессии (1) составило 4.3%.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованы три образца  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , обладающих однородной структурой, в виде круглых дисков диаметром 25 мм и толщиной 10 мм. Образцы изготовлены из одной партии компонентов по одной технологии и отличаются лишь намагниченностью: образец № 1 не намагничен, т.е. магнитная индукция  $B = 0$ ; образцы №№ 2 и 3 намагничены так, что у первого магнитные силовые линии располагаются перпендикулярно продольной оси диска, а у второго – параллельно. Остаточная индукция магнитного поля у намагниченных образцов составляет  $B = 1.2$  Тл.

Для повышения надежности оценки влияния направления вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$  проведено несколько серий экспериментов с переворачиванием каждого образца на  $180^\circ$  относительно горизонтальной оси. Результаты измерений

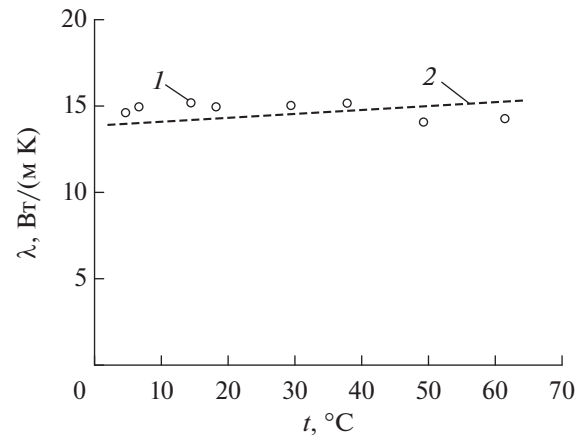


Рис. 5. Результаты тестирования тепломера: 1 – результаты измерений, 2 – результаты расчета по (1).

представлены на рис. 6. Здесь цифры соответствуют номерам образцов, значки разной формы и оттенков – отдельным сериям измерений. Полученные результаты измерений для образцов №№ 1–3 аппроксимированы методом наименьших квадратов уравнениями регрессии (на рис. 6 показаны сплошными линиями):

$$\lambda_2 = 6.99 + 2.61 \times 10^{-3}t, \quad (2)$$

$$\lambda_1 = 5.88 + 9.89 \times 10^{-3}t, \quad (3)$$

$$\lambda_3 = 4.72 + 7.09 \times 10^{-3}t. \quad (4)$$

Максимальное отклонение экспериментальных точек от линий регрессии наблюдается у образца № 3 и составляет 4.5%.

Анализ рис. 6 дает основание заключить, что:

– теплопроводность постоянного магнита имеет анизотропный характер, т.е. интенсивность тепло-

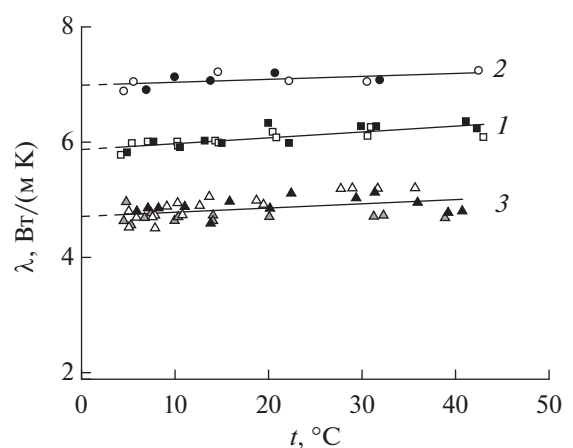


Рис. 6. Теплопроводность образцов постоянного магнита из  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ : 1 – данные для образца № 1, 2 – 2, 3 – 3; маркеры – эксперимент, линии – расчет по уравнениям (2)–(4).

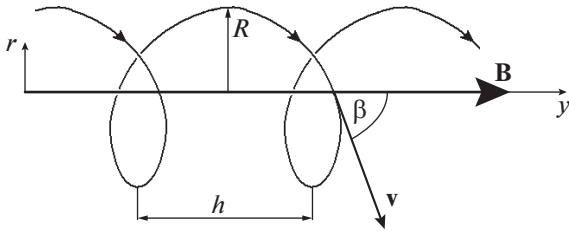


Рис. 7. Траектория свободного электрона в магнитном поле.

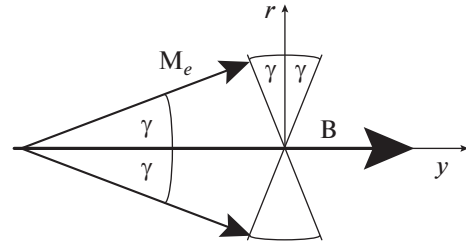


Рис. 8. Прецессия орбитального магнитного момента  $M_e$  относительно вектора индукции магнитного поля  $B$ .

переноса зависит от ориентации магнитных силовых линий относительно направления теплового потока, но не зависит от направления вектора магнитной индукции  $B$  относительно магнитной силовой линии;

– наибольшей теплопроводностью магнит обладает в плоскости, ортогональной магнитным силовым линиям, наименьшей – вдоль магнитных силовых линий;

– в отсутствии магнитного поля коэффициент теплопроводности магнита имеет промежуточное значение.

Сравнение полученных результатов с литературными данными о коэффициенте теплопроводности ниодимового магнита  $\lambda = 7.7$  Вт/(м К) [8] показывает, что это значение относится к магнитному полю с поперечным относительно теплового потока направлением силовых линий.

### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Теплопроводность кристаллических тел согласно электрон-фононной теории складывается из теплопереносов свободными электронами и фононами [12]:

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_f.$$

В магнитном поле движение свободных электронов происходит по спирали, параметры которой – радиус  $R$  и шаг  $h$  – зависят от  $B$ , скорости  $v$  и угла между ними  $\beta$  (рис. 7). Из-за хаотического движения свободных электронов направления вектора скорости электронов  $v$  и значения угла  $\beta$  ( $0 \leq \beta \leq \pi/2$ ) равновероятны, поэтому за среднее значение логично принять  $\beta = \pi/4$ . Другими словами, проекции вектора скорости  $v$  на оси  $y$  и  $r$  можно считать одинаковыми –  $v_y = v_r$ . Отсюда можно заключить, что теплоперенос свободными электронами в магнитном поле изотропен:  $\lambda_{e,y} = \lambda_{e,r} = \lambda_e$ .

Поскольку магнитное поле не оказывает влияния на звуковые поля, то можно также заключить, что и теплоперенос фононами в магнитном поле так же изотропен:  $\lambda_{f,y} = \lambda_{f,r} = \lambda_f$ .

Таким образом, электрон-фононная теория теплопроводности не в состоянии дать логическое объяснение причин обнаруженной в экспериментах анизотропии теплопроводности постоянного магнита.

### ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КАК ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС

Предлагаемая теория предполагает, что теплопроводность тела обусловлена теплопереносом свободными электронами  $\lambda_e$  и фотонами, излучаемыми орбитальными электронами,  $\lambda_{ph}$ :

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_{ph}. \quad (5)$$

Для объяснения причин анизотропии теплопроводности тела в магнитном поле следует обратить внимание на поведение атома в магнитном поле, точнее – на поведение орбитальных электронов, вращающихся вокруг ядра и обладающих магнитным моментом  $M_e$ . В отсутствии внешнего магнитного поля ( $B = 0$ ) ориентация орбитальных магнитных моментов  $M_e$  хаотична и теплоперенос орбитальными электронами, как и свободными электронами, в этом случае изотропен. В магнитном поле орбитальный магнитный момент  $M_e$  совершает прецессию относительно вектора магнитной индукции  $B$  под углом  $\gamma$  [13] (рис. 8).

Поскольку теплопроводность тела, как показали эксперименты, максимальна в плоскости, ортогональной вектору  $B$ , т.е. в направлении оси  $r$  и минимальна вдоль магнитных силовых линий, или по оси  $y$ , то можно утверждать: излучение фотонов орбитальным электроном происходит не в виде сферических волн и не в виде направленных импульсов вдоль магнитных силовых линий, а в виде направленного излучения в плоскости вращения орбитального электрона, ортогональной  $M_e$ .

Таким образом, на основе полученных результатов можно заключить, что причинами возникновения анизотропии теплопроводности однородного тела в магнитном поле являются:

– излучение фотонов орбитальным электроном в плоскости, ортогональной вектору магнитного момента  $\mathbf{M}_e$ ;

– прецессия орбитального момента  $\mathbf{M}_e$  относительно вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , из-за которой излучение фотонов орбитальным электроном происходит в ограниченном кольцевом секторе  $2\gamma$ .

Оценим вклад второго слагаемого в правой части формулы (5).

В магнитном поле средние значения энергии излучения орбитальным электроном по направлениям  $r$  и  $y$  в единицу времени составляют

$$e_r = \frac{1}{\gamma} \int_0^\gamma e_{ph} \cos(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma},$$

$$e_y = \frac{1}{\gamma} \int_0^\gamma e_{ph} \sin(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}.$$

Здесь  $e_{ph}$  – энергия излучения орбитального электрона в единицу времени.

В отсутствие магнитного поля излучение орбитальных электронов в единицу времени изотропно, поэтому среднее значение энергии излучения в секторе  $\pi/2$  составит

$$\bar{e} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} e_{ph} \cos(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{2}{\pi}.$$

Полагая  $\lambda_{ph} \sim e_{ph}$ , можно записать выражения для доли теплопроводности тела, обусловленной излучением орбитальных электронов в магнитном поле вдоль осей  $r$  и  $y$  и в отсутствие магнитного поля:

$$\lambda_{ph,r} = \lambda_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma},$$

$$\lambda_{ph,y} = \lambda_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}, \quad \overline{\lambda_{ph}} = \lambda_{ph} \frac{2}{\pi}.$$

Здесь  $\lambda_{ph}$  – максимальное значение коэффициента теплопроводности тела, обусловленное излучением орбитальных электронов.

После подстановки в формулу (5) полученных выражений для  $\lambda_{ph,r}$ ,  $\lambda_{ph,y}$  и  $\overline{\lambda_{ph}}$  формулы для коэффициентов теплопроводности исследованных образцов №№ 1–3 принимают вид

$$\lambda_1 = \lambda_e + \overline{\lambda_{ph}} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{2}{\pi}, \quad (6)$$

$$\lambda_2 = \lambda_e + \lambda_{ph,r} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma}, \quad (7)$$

$$\lambda_3 = \lambda_e + \lambda_{ph,y} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}. \quad (8)$$

Совместное решение уравнений (6)–(8) после подстановки в них значений  $\lambda_1 = 5.88$ ,  $\lambda_2 = 6.99$ ,  $\lambda_3 = 4.72$  Вт/(м К), полученных из формул (2)–(4) при  $t = 0^\circ\text{C}$ , дает следующие значения для ниодимового магнита:

$$\lambda_e = 2.36, \quad \lambda_{ph} = 5.52 \text{ Вт/(м К)},$$

$$\gamma = 0.721 \text{ рад} = 41.3^\circ.$$

Отсюда следует, что вклад в теплопроводность магнита теплопереноса свободными электронами, т.е.  $\lambda_e$  при  $0^\circ\text{C}$  составляет: в отсутствие магнитного поля около 40%; в магнитном поле с индукцией  $B = 1.2$  Тл вдоль магнитных силовых линий около 50%; ~34% поперек силовых линий. С усилением магнитного поля из-за уменьшения угла прецессии  $\gamma$  доля теплопереноса свободными электронами  $\lambda_e$  в теплопроводности магнита вдоль магнитных силовых линий должна возрастать, а в поперечном силовым линиям направлении – снижаться. В предельном случае  $B \rightarrow \infty$ :  $\gamma \rightarrow 0$ ,  $[1 - \cos(\gamma)]/\gamma \rightarrow 0$  и теплоперенос вдоль магнитных силовых линий будет осуществляться только свободными электронами. Поэтому в вихревых потоках низкотемпературной плазмы торец ядра вихря должен выглядеть темнее, чем наружная поверхность при взгляде сбоку.

На основе полученных результатов можно утверждать, что магнитное поле может служить регулятором теплопроводности тела, усиливая ее поперек магнитных силовых линий и ослабляя в продольном направлении. Это обстоятельство должно учитываться при создании новой техники, в которой используются магнитные поля.

## О ПРИРОДЕ ТЕМНЫХ И СВЕТЛЫХ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Выявленная анизотропия теплопроводности тела в магнитном поле позволяет по-новому взглянуть на причины возникновения темных и белых пятен на поверхности Солнца. Установлено, что темные пятна “представляют собой те места, где гигантские магнитные силовые трубки прорываются сквозь солнечную поверхность” [14], т.е. магнитные силовые линии направлены по нормали к поверхности фотосферы Солнца. Белые пятна наблюдаются как за пределами темных пятен, так и внутри них (рис. 9), а именно внутри темных пятен наблюдается “более 20 ярких точек” [14]. Современная магнитогидродинамика Солнца [14] объясняет появление темных пятен пониженной на 1500–2000 К по сравнению с окружающей фотосферой температурой. Причины возникновения белых пятен как вне, так и внутри темных пятен в литературе [14] не объяснены.

При объяснении причин возникновения пятен необходимо учитывать, что фотосфера состоит из множества вихревых потоков водорода-гелиевой, не полностью ионизованной (низкотемпера-

турной) плазмы<sup>3</sup>, содержащей атомы с орбитальными электронами. Сочетание сильных соленоидальных магнитных полей, создаваемых вихревыми потоками плазмы, и атомов с орбитальными электронами дает основание применить к фотосфере Солнца описанный выше механизм электрон-фотонного теплопереноса в магнитном поле.

Итак, поскольку в областях темных пятен магнитные силовые линии направлены по нормали к поверхности Солнца, то теплоперенос в этом направлении при огромной индукции магнитных полей ( $B \rightarrow \infty$ ) осуществляется, как установлено выше, только свободными электронами и потому минимален. По этой причине минимальна и светимость плазмы в вертикальном направлении, так как излучения орбитальных электронов происходят в плоскостях, параллельных поверхности Солнца, и из этих областей фотосферы с Земли не видны. Поэтому эти части фотосферы выглядят для наблюдателей с Земли темными.

Боковые поверхности вихревых трубок плазмы нагреваются и освещаются помимо свободных электронов также и орбитальными электронами и потому видны с Земли яркими, т.е. светлыми пятнами. Белые “булыжники” [14] на поверхности фотосферы (рис. 9) – это верхние боковые поверхности вихревых петель плазмы. Контраст между освещенностью открытых торцов вихрей и их боковых поверхностей в фотосфере Солнца усиливается благодаря огромной, измеряемой тысячами Тл [14], индукции магнитных полей и высокой энергии излучения орбитальными электронами при температуре в несколько тысяч градусов.

Появление внутри темных пятен фотосферы относительно кратковременных, длительностью около 1500 с [14], “более 20 ярких точек” можно объяснить следствием кратковременного образования в нестационарных электромагнитных полях группы относительно мелких вихревых потоков плазмы и магнитных кольцевых структур, возникающих по закону электромагнитной индукции и самоиндукции Фарадея–Ленца. Более освещенные из-за видимого излучения орбитальных электронов в соленоидах их верхние боковые поверхности выглядят на фоне темного пятна как светлые точки (рис. 9).

Таким образом, можно сделать предположение, что возникновение темных и белых пятен на солнечной поверхности является, по мнению авторов, следствием электрон-фотонного механизма теплопереноса в фотосфере, при котором из-за совпадающего направления орбитальных магнитных моментов с вектором индукции магнитного поля орбитальные электроны плазмы излучают фотоны электромагнитного излучения в

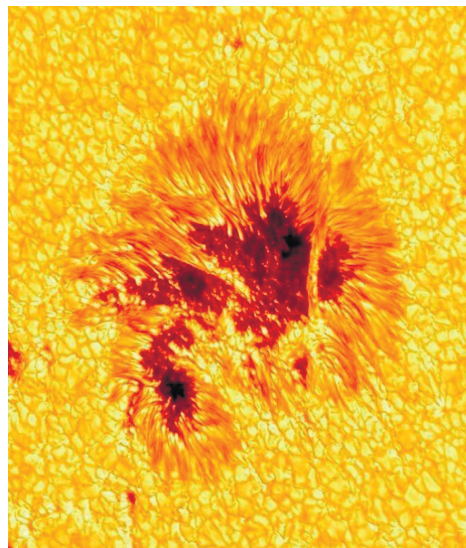


Рис. 9. Темные и светлые пятна на поверхности Солнца<sup>4</sup>.

плоскости, перпендикулярной вектору индукции магнитного поля.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные экспериментальные исследования теплопроводности постоянных магнитов из интерметаллидов  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  позволили установить следующее.

1. Теплопроводность однородного тела в магнитном поле анизотропна, а именно зависит от ориентации магнитных силовых линий относительно направления теплопереноса, и не зависит от направления вектора индукции магнитного поля относительно магнитных силовых линий.

2. Максимальной теплопроводностью тело обладает в плоскости, ортогональной магнитным силовым линиям, минимальной – вдоль магнитных силовых линий.

3. Предложен электрон-фотонный механизм теплопроводности тел, являющийся результатом двух процессов: 1) изотропного теплопереноса свободными электронами и 2) излучения фотонов орбитальными электронами атомов в плоскостях, ортогональных орбитальным магнитным моментам.

4. Анизотропия теплопроводности тела в магнитном поле с высокой вероятностью является следствием двух причин: во-первых, излучения орбитальным электроном фотонов в плоскости, ортогональной орбитальному магнитному моменту, и, во-вторых, прецессии орбитального магнитного момента относительно вектора индукции внешнего магнитного поля.

<sup>3</sup> Температура фотосферы не превышает 6000–6500 К [14], что ниже температуры полной ионизации атомов водорода и гелия.

<sup>4</sup> [https://i007.fotocdn.net/s111/125321ac9b283f05/public\\_pin\\_m/2488166861.jpg](https://i007.fotocdn.net/s111/125321ac9b283f05/public_pin_m/2488166861.jpg)

5. На основании предложенных электрон-фотонного механизма и причин анизотропии теплопроводности тела в магнитном поле выдвинуто предположение о причинах образования на поверхности Солнца темных и светлых пятен.

Полученные результаты могут быть полезны при создании новой техники, в которой предусмотрено использование магнитных полей.

Работа выполнена по договору о творческом сотрудничестве между КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева и КазНЦ РАН № 7 от 28.01.2015 г.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Вычисление коэффициента теплопроводности исследуемого образца в каждом эксперименте проводилось в соответствии с ГОСТ 23630.2-79 по формуле

$$\lambda = \frac{h_2}{R_2} (1 - \sigma_\beta),$$

где  $h_2$  – высота образца, м;  $R_2$  – тепловое сопротивление образца, м К/Вт;  $\sigma_\beta = \beta \Delta T$  – поправка на тепловое расширение образца;  $\beta$  – коэффициент линейного теплового расширения, 1/К;  $\Delta T = T - T_0$ ;  $T$  – температура образца, К;  $T_0$  – температура окружающей среды, К.

Тепловое сопротивление рассчитывается по формуле

$$R_2 = \frac{\pi D^2 \Delta T_2}{4 \Delta T_1 K_T} (1 + \sigma_c),$$

где  $D$  – диаметр образца, м;  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  – перепады температур на эталоне и образце, К;  $K_T$  – тепловая проводимость эталона;  $\sigma_c$  – поправка на теплоемкость образца

$$\sigma_c = \frac{c_2 M_2}{2(c_1 M_1 + c_2 M_2)};$$

$c$  – удельная теплоемкость, Дж/(кг К);  $M$  – масса, кг; индексы 1 и 2 относятся к эталону и исследуемому образцу.

Тепловая проводимость эталона вычислялась по формуле

$$K_T = \lambda_1 \frac{\pi D^2 \Delta T_2}{4 \Delta T_1 h_1} (1 + \sigma_c),$$

в серии экспериментов, в которой исследуемым образцом служил диск тех же размеров из стали 12Х18Н9Т. Среднее для серии экспериментов значение составило  $K_T = 0.896$ .

Разности температуры на поверхностях эталона и образца корректировались на перепады температуры на медных пластинах 4, 5 и 6 (рис. 1)

$$\Delta T_1 = \Delta T_{1,\text{test}} - \Delta T_{\text{pl}}, \quad \Delta T_2 = \Delta T_{2,\text{test}} - \Delta T_{\text{pl}},$$

где  $\Delta T_{1,\text{test}} = T_1 - T_2$ ;  $\Delta T_{2,\text{test}} = T_2 - T_3$ ;  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  – измеренные в эксперименте температуры медных пластин 4, 5 и 6, К;  $\Delta T_{\text{pl}}$  – перепад температуры на пластине, К

$$\Delta T_{\text{pl}} = q h_{\text{pl}} / \lambda_{\text{pl}},$$

$h_{\text{pl}} = 10^{-3}$  м – толщина медной пластины;  $\lambda_{\text{pl}}$  – коэффициент теплопроводности меди, Вт/(м К);  $q \approx \lambda_1 \Delta T_{1,\text{test}} / h_1$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мышкин В.Ф., Власов В.А., Ижойкин Д.А., Ушаков И.А. Особенности лазерного испарения графита во внешнем магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 11/2. С. 343.
2. Мышкин В.Ф., Ижойкин Д.А., Ушаков И.А. Исследование лазерного испарения изотопов углерода во внешнем магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 4/2. С. 202.
3. Камилев И.К., Батдалов А.Б., Абдулвагидов Ш.Б., Алиев А.М. Влияние магнитного поля на теплопроводность манганитов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  // Azerb. J. Physics. Fizika. 2007. Т. XIII. № 1–2. С. 26.
4. Новиков А.П., Попов В.М., Лушикова Е.Н. Влияние пульсирующего магнитного поля на теплопроводность дисперснонаполненных полимерных материалов // Современные проблемы науки и образования. 2013. № 2. <http://science-education.ru/ru/article/view?id=9006>
5. Пряжников М.И., Минаков А.В., Гузей Д.В. Исследование теплопроводности ферромагнитных наножидкостей в магнитном поле от времени // Всерос. конф. “XXXIII Сибирский теплофизический семинар”. 6–8 июня 2017. Новосибирск. Тез. докл. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2017. С. 162.
6. Rahim M.S.A., Ismail I., Wahid S.A., Aid S., Aqida S.N. Magnetic Field Simulation of a Thermal Conductivity Measurement Instrument for Magnetorheological Fluid // MATEC Web of Conf.: The 2nd Int. Conf. on Automotive Innovation and Green Vehicle (AiGEV 2016). 2017. V. 90. 01061.
7. Шувалов В.А., Токмак Н.А., Кучугурный Ю.П., Резниченко Н.П. Торможение намагниченного тела при взаимодействии его магнитного поля с потоком разреженной плазмы // ТВТ. 2020. Т. 58. № 2. С. 163.
8. Группа компаний “Северо-западная лаборатория”. <https://ferrite.ru/catalog/ndfeb/>
9. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
10. The Measurement and Automation Catalog. NIST, 2005. 350034K-01, 100802.
11. Кирсанов Ю.А., Кирсанов А.Ю., Коростелев И.А. Переходные температурные процессы в твердых телах // Тр. Академэнерго. 2005. № 1. С. 17.
12. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Гостехиздат, 1957. 524 с.
13. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1985. 512 с.
14. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 592 с.