

УДК 539.149

СПИНОВАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ЗОЛОТЫХ НАНОТРУБОК ПО ДАННЫМ МЕТОДА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2023 г. П. Н. Дьячков^a, *, Е. П. Дьячков^a^aИнститут общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Ленинский пр-т, 31, Москва, 119991 Россия

*e-mail: p_dyachkov@rambler.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 26.05.2023 г.

Принята к публикации 27.05.2023 г.

С помощью метода цилиндрических волн с учетом эффектов спин-орбитального взаимодействия рассчитана зонная структура двух рядов хиральных одностенных золотых нанотрубок ($5, n_2$) и $(10, n_2)$. Выявлены соединения с высокой спиновой поляризованностью электронного строения и спиновой селективностью проводимости. Они могут быть использованы в качестве материалов для создания элементов молекулярной спинтроники.

Ключевые слова: золотые нанотрубки, хиральность, цилиндрические волны, спин-орбитальное взаимодействие, спиновые токи, наноэлектроника

DOI: 10.31857/S0044457X23600809, EDN: YSATHS

ВВЕДЕНИЕ

Полые цилиндрические золотые нанопровода, называемые золотыми нанотрубками, впервые были получены в работах [1, 2]. Технологический интерес к золотым нанотрубкам определяется возможностью их применения для создания и соединения устройств наноэлектроники, для получения химических и биологических сенсоров и катализаторов, волноводов, плазмонных детекторов и резонаторов. Известно их биомедицинское применение в фототермической терапии и для транспорта генетической информации, обусловленное электронными, оптическими, электрическими и спиновыми свойствами золотых нанотрубок [1–15].

Одностенные золотые нанотрубки имеют вид цилиндрических поверхностей, покрытых правильными шестиугольниками с одним атомом Au в центре каждого шестиугольника (рис. 1). Нанотрубки могут различаться диаметром, ориентацией шестиугольников и, наконец, хиральностью, когда один энантиомер имеет правую, а другой — левую винтовую ось. Геометрия трубок определяется межатомным расстоянием $d_{\text{Au-Au}} = 2.9 \text{ \AA}$ и ориентацией гексагональных ячеек относительно оси трубки, что обычно описывают двумя целыми числами (n_1, n_2) , где $n_1 > 0$ и $0 \leq n_2 \leq n_1$. Эти индексы связаны с плоской решеткой Браве для исходного слоя из атомов Au, сворачиванием которого получают указанные трубки. Внешний вид слоя и способ построения из него золотых нанотрубок приведены, например, на рис. 1 в работе [16].

Нанотрубки (n_1, n_2) обладают винтовой $S(h_z, \omega)$ симметрий в виде повторяющихся операций сдвига на величину

$$h_z = \frac{n\sqrt{3}d_{\text{Au-Au}}}{2(n_1^2 + n_2^2 + n_1n_2)^{1/2}} \quad (1)$$

вдоль цилиндрической оси z с одновременным поворотом на угол

$$\omega = \pm 2\pi \frac{p_1n_1 + p_1n_1 + (p_2n_1 + p_1n_2)/2}{n_1^2 + n_2^2 + n_1n_2} \quad (2)$$

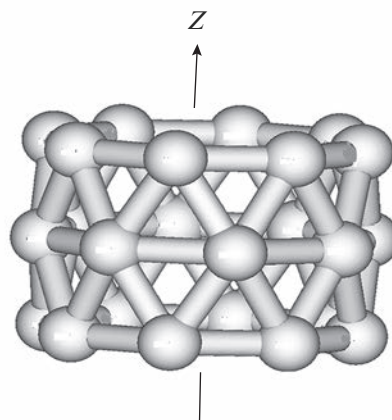


Рис. 1. Трансляционная ячейка золотой нанотрубки Au $(8, 0)$.

вокруг этой оси. (Целые числа p_1 и p_2 находят из уравнения $p_2 n_1 - p_1 n_2 = n$, где n — наибольший общий делитель n_1 и n_2). Трубки (n, n) и $(n, 0)$ обладают инверсионной симметрией и поэтому ахиральны. Для других трубок характерна правая или левая винтовая ось. Положительные и отрицательные знаки ω соответствуют трубкам с положительной (правой) и отрицательной (левой) спиральностью.

Хиральные нанотрубки обладают рядом интересных свойств, которые отсутствуют у ахиральных соединений. Как показали недавние расчеты золотых нанотрубок, благодаря винтовой геометрии хиральной нанотрубки прохождение в ней постоянного электрического тока в направлении оси нанотрубки сопровождается циклическим вращением электронов вокруг этой оси и, как следствие, образованием сильного постоянного магнитного поля в ее внутренней области [16]. Прохождение переменного электрического тока приводит к генерированию переменного электромагнитного поля, а сама нанотрубка становится соленоидной наноантенной, излучающей в рентгеновском диапазоне [17]. Под действием внешнего переменного магнитного поля возникает отклик электронов золотых хиральных трубок в виде индуцированной электродвижущей силы, при этом нанотрубки ведут себя как рамочные наноантенны, принимающие в рентгеновской области [18].

В однопериодических спиральных объектах возможно образование спиновых токов, причем перемещающиеся спины также становятся хиральными из-за зеркальной асимметрии, зависящей от взаимной ориентации спина и одномерного импульса k [19–26]. Электроны со спинами определенной направленности перемещаются сквозь хиральный материал той же направленности на большие расстояния и, наоборот, различие между спиральностью соединения и спина электрона уменьшает подвижность электрона, что приводит к формированию спин-зависимых токов. Простейшее объяснение этого состоит в том, что вероятность $\tau_{\uparrow\uparrow}$ прохождения/туннелирования электронов сквозь винтовой хиральный потенциальный барьер больше, когда спиральности потенциального барьера и спина параллельны, по сравнению с вероятностью $\tau_{\uparrow\downarrow}$, когда они антипараллельны ($\tau_{\uparrow\uparrow} > \tau_{\uparrow\downarrow}$) [27–34]. Этот эффект, называемый спиновой селективностью, индуцированной хиральностью, с успехом используется для спин-зависимого переноса электронов в материалах, для фильтрации электронов с разными спинами и для новых способов записи и передачи информации в квантовых вычислениях.

Цель настоящей работы — теоретическое моделирование спиновой селективности электропроводности золотых хиральных нанотрубок с помощью метода линеаризованных присоеди-

ненных цилиндрических волн (ЛПЦВ). В предыдущих работах [35, 36] с помощью этого метода была изучена спиновая селективность платиновых и углеродных нанотрубок.

РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

Метод ЛПЦВ, подробно описанный в [37], представляет собой распространение релятивистского метода линеаризованных присоединенных плоских волн на цилиндрические многоатомные системы. Он основан на использовании двухкомпонентного гамильтониана:

$$H = -\Delta + V(r) + (1/c^2)\boldsymbol{\sigma}[(\nabla V(r) \times \mathbf{p})], \quad (3)$$

где первые два слагаемых — нерелятивистская компонента гамильтониана, а третье — оператор спин-орбитальной связи H_{s-o} . Для электронного потенциала $V(\mathbf{r})$ в области атомов используют его сферически-симметричную часть $V(r)$, а обменное взаимодействие рассчитывают с помощью слейтеровского $r^{1/3}$ -потенциала. В межатомном пространстве потенциал считается постоянным.

Хиральные нанотрубки содержат огромное число атомов в трансляционных ячейках. Однако с учетом винтовой $S(h_z, \omega)$ -симметрии удается свести минимальную ячейку любой одностенной золотой нанотрубки к одному атому, что позволяет применить расчетный метод к любой трубке независимо от ее геометрии. Свойства симметрии используют при записи базисных функций и вычислении матричных элементов гамильтониана (1), как это подробно описано в [37]. В результате расчетов собственные состояния электронов определяются их спином и волновым вектором $-\pi/h_z \leq k \leq \pi/h_z$, соответствующим винтовым трансляциям.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Начнем обсуждение с результатов расчета праввинтовой (rh) спиральной нанотрубки (5, 3), зонная структура и плотность состояний которой показаны на рис. 2. Дисперсионные кривые и спиновая плотность состояний антисимметричны относительно замены k на $-k$:

$$E_\alpha(k) = E_\beta(-k), \quad (4)$$

т.е. при изменении знака волнового вектора k энергия электрона сохраняется, а поляризация спина меняется на противоположную. С одним атомом на минимальную ячейку и электронной конфигурацией атома $\text{Au } 5d^{10}6s^1$ результаты представляются в простом виде с десятью заполненными спин-зависимыми дисперсионными кривыми валентной зоны, над которыми расположены две полузаполненные ветви зоны проводимости. Спин-орбитальная связь проявляется как расщепление нерелятивистских уровней, которое для области Ферми достигает 0.5 эВ. Преоблада-

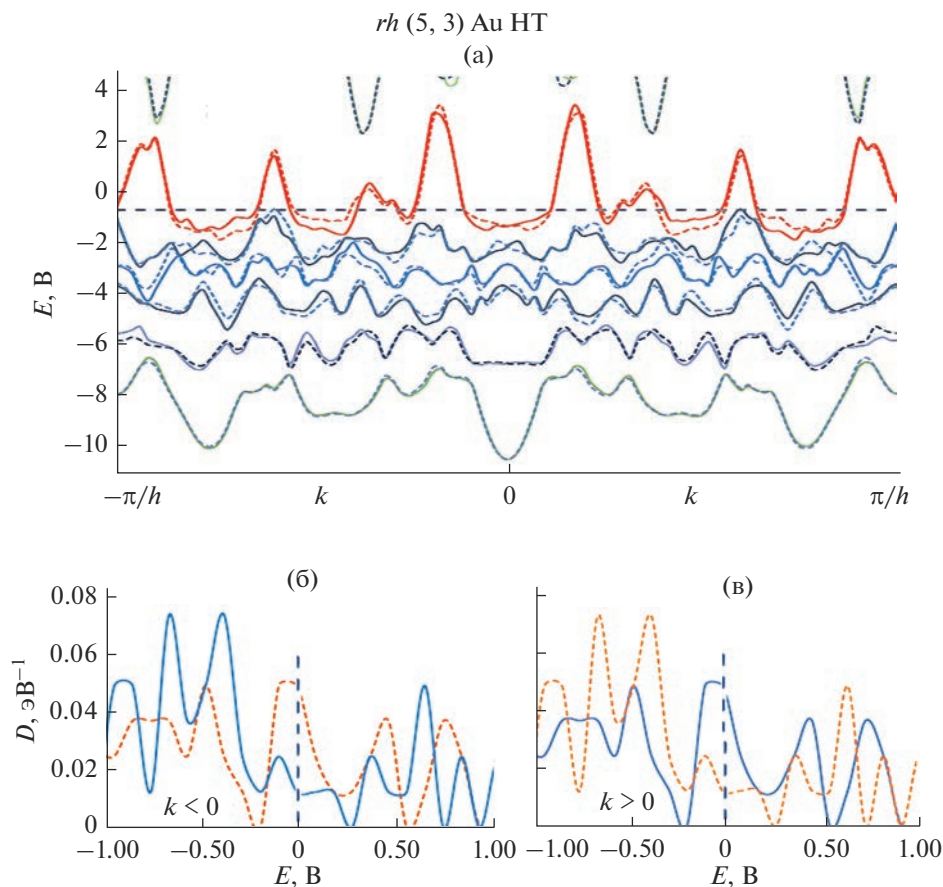


Рис. 2. Зонная структура (а) и плотность состояний (б, в) правовинтовой (*rh*) спиральной золотой нанотрубки (Au НТ) (5, 3), представленные для полной зоны Бриллюэна с волновыми векторами $k < 0$ и $k > 0$. Здесь и далее сплошные и штриховые линии соответствуют состояниям со спинами α и β , а начало отсчета энергии выбрано на уровне Ферми.

ющие поляризации спинов для расщепленных пар полос противоположны. При $k > 0$ спин вверх (α) соответствует случаю, когда спиральности правовинтовой нанотрубки и спина совпадают, а спин вниз (β), когда они противоположны. Спин-зависимая плотность состояний для электронов со спином вверх $N(\alpha)_{k>0}$ и спином вниз $N(\beta)_{k>0}$ для положительных значений волнового вектора $k > 0$ соответствует потоку электронов в положительном направлении оси z . Для противоположного направления ($z < 0$) значения $N(\alpha)_{k<0}$ и $N(\beta)_{k<0}$ находят из соотношений:

$$N(\alpha)_{k<0} = N(\beta)_{k>0}, \quad N(\beta)_{k<0} = N(\alpha)_{k>0}, \quad (5)$$

согласно которым плотность состояний не меняется при одновременном изменении направления движения электронов и их спинов.

Спиновые токи в направлении $z > 0$ для электронов со спинами α и β пропорциональны произведению плотности состояний электронов с данным спином на уровне Ферми $N_F(\alpha)_{k>0}$ и $N_F(\beta)_{k>0}$ и вероятности туннелирования/прохождения электронов сквозь хиральные потенциальные

барьеры $I(\alpha)_{z>0} \sim \tau_{\uparrow\uparrow} N_F(\alpha)_{k>0}$ и $I(\beta)_{z>0} \sim \tau_{\uparrow\downarrow} N_F(\beta)_{k>0}$ (спиральности правовинтовой нанотрубки и α -спина параллельны, для β -спина антипараллельны). Для правовинтовой золотой нанотрубки (5, 3) $N_F(\alpha)_{k>0} = 0.050$ состояний/эВ больше, чем $N_F(\beta)_{k>0} = 0.012$ состояний/эВ, т.е. концентрация подвижных электронов со спином α в четыре раза больше, чем со спином β , для положительного направления оси z . Кроме того, при $z > 0$ вероятность прохождения электронов сквозь хиральный барьер больше для α -спинов ($\tau_{\uparrow\uparrow}$), чем для β -спинов ($\tau_{\uparrow\downarrow}$). С учетом этих двух факторов (концентрации подвижных электронов с разными спинами и вероятности их прохождения сквозь винтовые потенциальные барьеры) можно ожидать, что в правовинтовой золотой нанотрубке (5, 3) для положительного направления оси z плотность тока $I(\alpha)_{z>0}$ будет на порядок превосходить величину $I(\beta)_{z>0}$. Для обратного направления ($z < 0$) во столько же раз плотность тока $I(\beta)_{z<0}$ будет больше, чем $I(\alpha)_{z<0}$, т.е. будет доминировать транспорт β -электронов.

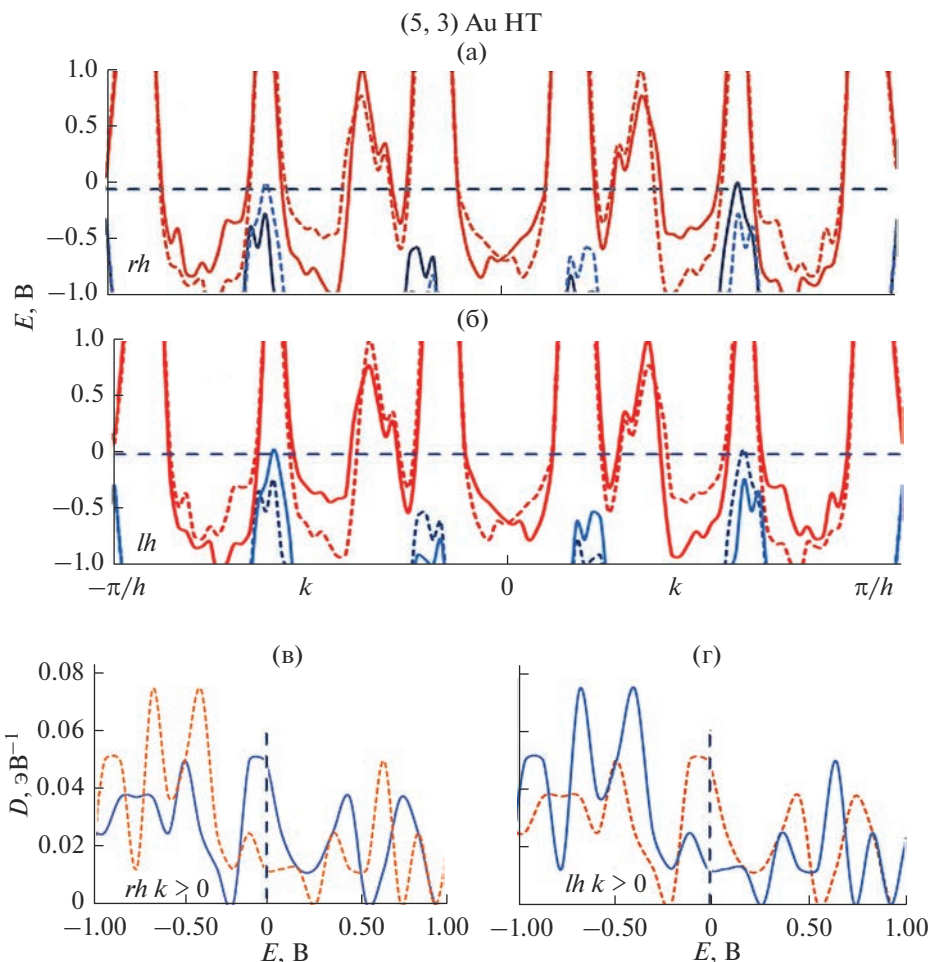


Рис. 3. Дисперсионные кривые и плотность состояний для области уровня Ферми в правовинтовом (rh) (а, в) и левовинтовом (lh) (б, г) энантиомерах золотой нанотрубки (5, 3).

С помощью такой нанотрубки можно реализовать перенос электронов с разными спинами в противоположных направлениях [38, 39]. Для этого требуется подать на нанотрубку переменное напряжение U , выбрав его знак так, чтобы в течение времени T электроны перемещались в направлении z ; при этом будет доминировать перенос α -электронов. Затем на такое же время T следует сменить напряжение на противоположное $-U$, чтобы направить поток β -электронов в направлении $-z$. Тогда за период $2T$ в системе будет нулевой суммарный перенос заряда, но переменное поле обеспечит транспорт электронов с разными спинами в противоположных направлениях.

Результаты расчетов электронной структуры правовинтовой нанотрубки rh (5, 3) легко преобразуются в зонные структуры и плотность состояний левовинтового аналога lh (5, 3) (рис. 3б, 3г). Для этого достаточно поменять местами сплошные и штриховые линии на рис. 3а и 3в. Для левовинтового энантиомера трубки lh (5, 3) и положительного направления z уже $N_F(\beta)|_{k>0}$ в четыре ра-

за больше, чем $N_F(\alpha)|_{k>0}$. Отсюда следует, что для левовинтовой золотой нанотрубки (5, 3) в положительном направлении оси z транспорт электронов со спинами β будет преобладать по сравнению со спинами α , а электроны с α -спинами — в противоположном направлении.

Деформация золотых нанотрубок возмущает их зонную структуру, в частности их спиновые свойства, что представляет интерес с точки зрения применения трубок в нанoeлектромеханических системах [40]. На рис. 4 продемонстрирован отклик электронной структуры правовинтовой нанотрубки (5, 3) на моды осевого растяжения ($\Delta h_z > 0$) и сжатия ($\Delta h_z < 0$), а также кручения с увеличением ($\Delta\omega > 0$) и уменьшением ($\Delta\omega < 0$) спиральности трубки.

При сжатии и растяжении трубки в пределах $|\Delta h_z| \leq 2\%$ сохраняется преобладание электронов с α -спином на уровне Ферми. При этом наблюдается даже рост плотности состояний $N_F(\alpha)|_{k>0}$ до 0.07 и 0.08 eV^{-1} при $\Delta h_z = 1$ и -2% . Плотность со-

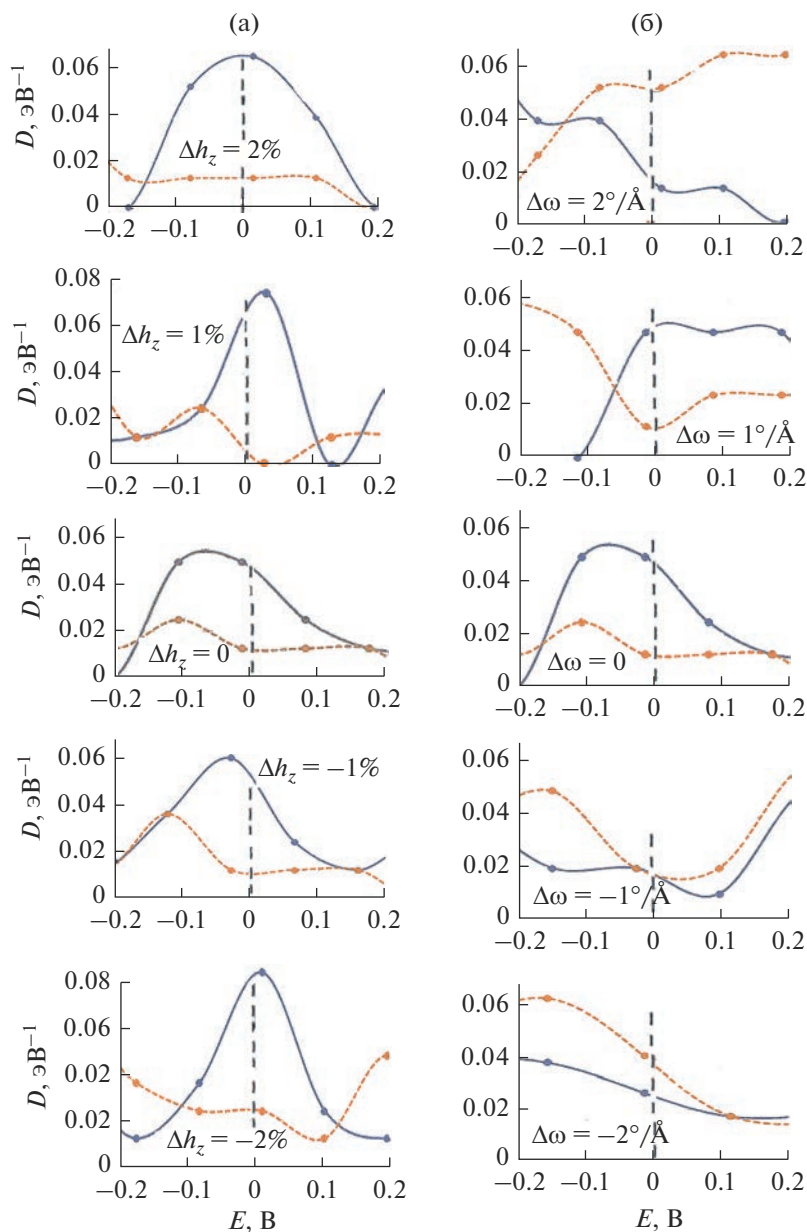


Рис. 4. Изменение плотности спиновых состояний на уровне Ферми правовинтовой золотой нанотрубки (5, 3) в зависимости от амплитуды и знака аксиальной Δh_z (а) и крутильной $\Delta\omega$ (б) деформаций.

стояний $N_F(\beta)|_{k>0}$ не возрастает, а убывает практически до нуля вблизи $\Delta h_z = 1\%$, что должно приводить к усилению спиновой селективности проводимости. Скручивание трубки вызывает сильное возмущение плотности спиновых состояний; при $\Delta\omega = \pm 2^\circ/\text{\AA}$ на уровне Ферми уже $N_F(\beta)|_{k>0}$ больше, чем $N_F(\alpha)|_{k>0}$, и с помощью крутильных деформаций можно управлять переносом спинов через золотую нанотрубку (5, 3).

На рис. 5 приведена спиновая плотность состояний $N(\alpha)|_{k>0}$ и $N(\beta)|_{k>0}$ вблизи уровня Ферми и $k > 0$ для трех других хиральных нанотрубок (5, n_2).

Можно видеть, что для трубок (5, 1) и (5, 2) значения $N_F(\beta)|_{k>0}$ в 2–5 раз больше, чем $N_F(\alpha)|_{k>0}$. Однако для направления оси z подвижность β меньше, чем у электронов с α -спином ($\tau_{\downarrow} < \tau_{\uparrow}$). Эти два фактора взаимно ослабляют спиновую селективность, которая в результате для них должна быть слабее, чем для трубки (5, 3). Для нанотрубки (5, 4) значения $N_F(\alpha)|_{k>0}$ и $N_F(\beta)|_{k>0}$ практически совпадают, и результирующий эффект определяется только отношением $\tau_{\uparrow} > \tau_{\downarrow}$, благоприятствующим преимущественному транспорту α -электронов.

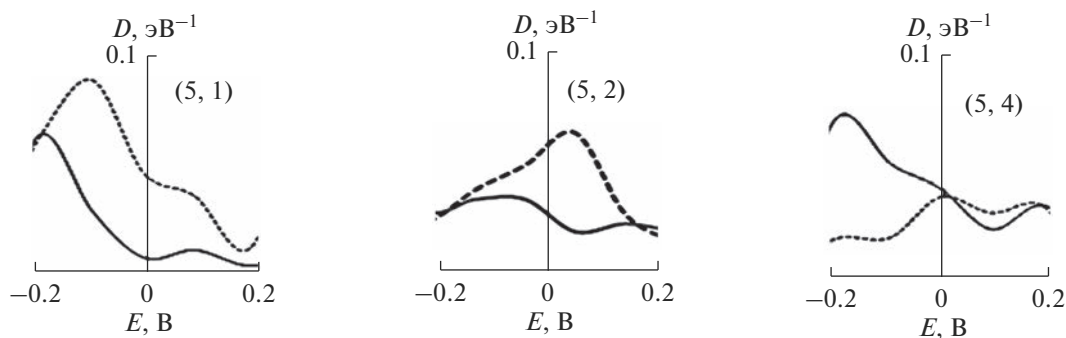


Рис. 5. Спиновая плотность состояний в области уровня Ферми $N(\alpha)|_{k>0}$ и $N(\beta)|_{k>0}$ для нанотрубок (5, 1), (5, 2) и (5, 4).

Таблица 1. Спиновая плотность состояний, полная плотность состояний и спиновая поляризуемость состояний на уровне Ферми в хиральных золотых нанотрубках (5, n_2) и (10, n_2)

Au НТ	$N_F(\alpha) _{k>0}$, эВ ⁻¹	$N_F(\beta) _{k>0}$, эВ ⁻¹	N_F , эВ ⁻¹	P_F
Au (5, n_2)				
(5, 1)	0.01	0.045	0.055	-0.035
(5, 2)	0.025	0.06	0.085	-0.035
(5, 3)	0.05	0.01	0.06	0.04
(5, 4)	0.04	0.04	0.08	0.00
Au (10, n_2)				
(10, 1)	0.01	0.045	0.055	-0.035
(10, 2)	0.03	0.055	0.085	-0.025
(10, 3)	0.03	0.03	0.06	0.0
(10, 4)	0.045	0.035	0.08	0.01
(10, 5)	0.05	0.04	0.09	0.01
(10, 6)	0.03	0.05	0.08	-0.02
(10, 7)	0.04	0.04	0.08	0.0
(10, 8)	0.05	0.05	0.10	0.0
(10, 9)	0.05	0.05	0.10	0.0

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, для высокой спиновой селективности проводимости требуется неотрицательная, а еще лучше большая положительная спиновая поляризуемость $P_F = N_F(\alpha)|_{k>0} - N_F(\beta)|_{k>0} \geq 0$. В ряду золотых нанотрубок (5, n_2) и (10, n_2) более всего этому условию удовлетворяют соединения (5, 3), (10, 4) и (10, 5) с $P_F > 0$, а также (5, 4), (10, 3), (10, 7), (10, 8) и (10, 9) с $P_F \approx 0$ (табл. 1). Параметры геометрического строения для этих нанотрубок приведены в [41].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-23-00154, <https://rscf.ru/project/22-23-00154/>

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondo Y. // Science. 2000. V. 289. P. 606. <https://doi.org/10.1126/science.289.5479.606>
2. Oshima Y., Onga A., Takayanagi K. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 205503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.205503>
3. Bridges C.R., DiCarmine P.M., Fokina A. et al. // J. Mater. Chem. A. 2013. V. 1. P. 1127. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.205503>
4. Hendren W.R., Murphy A., Evans P. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 362203. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/36/362203>
5. Wang H.W., Shieh C.F., Chen H.Y. et al. // Nanotechnology. 2006. V. 17. P. 2689. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/17/10/041>
6. Bridges C.R., DiCarmine P.M., Seferos D.S. // Chem. Mater. 2012. V. 24. P. 965. <https://doi.org/10.1021/cm203184d>
7. Shamraiz U., Raza B., Hussain H. et al. // Int. Mater. Rev. 2018. V. 64. P. 1743. <https://doi.org/10.1080/09506608.2018.1554991>
8. Kohl J., Fireman M., O'Carroll D.M. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235118. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.235118>
9. Wang J., Zhang C., Zhang J. et al. // Adv. Opt. Mater. 2017. V. 5. P. 1600731. <https://doi.org/10.1002/adom.201600731>
10. Ye S., Marston G., McLaughlan J.R. et al. // Adv. Funct. Mater. 2015. V. 25. P. 2117. <https://doi.org/10.1002/adfm.201404358>
11. Ye S., Marston G., Markham A.F. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1151. P. 012018. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1151/1/012018>

12. Navyatha B., Kumar R., Nara S.A. // J. Environ. Chem. Eng. 2016. V. 4. P. 924.
<https://doi.org/10.1016/j.jece.2015.12.033>
13. Oshima Y., Mouri K., Hirayama H. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 2006. V. 75. P. 053705.
<https://doi.org/10.1143/jpsj.75.053705>
14. Del Valle M., Tejedor C., Cuniberti G. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 045408.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.045408>
15. Manrique D.Zs., Cserti J., Lambert C.J. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 073103.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.073103>
16. D'yachkov E.P., D'yachkov P.N. // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123. P. 26005.
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.9b07610>
17. D'yachkov P.N. // Chem. Phys. Lett. 2020. V. 752. P. 137542.
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2020.137542>
18. D'yachkov P.N. // Chem. Phys. Lett. 2021. V. 782. P. 139032.
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2021.139032>
19. Yang S.H. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 16. P. 120502.
<https://doi.org/10.1063/5.0039147>
20. Yang S.H., Naaman R., Paltiel Y. et al. // Nat. Rev. Phys. 2021. V. 3. P. 328.
<https://doi.org/10.1038/s42254-021-00302-9>
21. Michaeli K., Kantor-Uriel N., Naaman R. et al. // Chem. Soc. Rev. 2016. V. 45. P. 6478.
<https://doi.org/10.1039/C6CS00369A>
22. Bercieux D., Lucignano P. // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78. P. 106001.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/78/10/106001>
23. Naaman R., Waldeck D.H. // Annu. Rev. Phys. Chem. 2015. V. 66. P. 263.
<https://doi.org/10.1146/annurev-physchem-040214-121554>
24. Waldeck D.H., Naaman R., Paltiel Y. // APL Mater. 2021. V. 9. P. 040902.
<https://doi.org/10.1063/5.0049150>
25. Yeom J. // Acc. Mater. Res. 2021. V. 2. P. 471.
<https://doi.org/10.1021/accountsmr.1c00059>
26. Yang X., van der Wal C.H., van Wees B.J. // Nano Lett. 2020. V. 20. P. 6148.
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c02417>
27. Yeganeh S., Ratner M.A., Medina E. et al. // J. Chem. Phys. 2009. V. 131. P. 014707.
<https://doi.org/10.1063/1.3167404>
28. Gutierrez R., Díaz E., Naaman R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 081404.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.081404>
29. Gutierrez R., Díaz E., Gau C. et al. // J. Phys. Chem. C. 2013. V. 117. P. 22276.
<https://doi.org/10.1021/jp401705x>
30. Eremko A.A., Loktev V.M. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 165409.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.165409>
31. Yang X., van der Wal C.H., van Wees B.J. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 024418.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.024418>
32. Dalum S., Hedegård P. // Nano Lett. 2019. V. 19. P. 5253.
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b01707>
33. Rahman W., Firouzeh S., Mujica V. et al. // ACS Nano. 2020. V. 14. P. 3389.
<https://doi.org/10.1021/acsnano.9b09267>
34. Ghazaryan A., Paltiel Y., Lemesko M. // J. Phys. Chem. C. 2020. V. 124. P. 11716.
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.0c02584>
35. D'yachkov P.N., Lomakin N.A. // Russ. J. Inorg. Chem. 2023. V. 68. № 4. P. 424.
<https://doi.org/10.1134/S0036023622602823>
36. D'yachkov E.P., Lomakin N.A., D'yachkov P.N. // Russ. J. Inorg. Chem. 2023. V. 68. № 7.
37. D'yachkov P.N. Quantum chemistry of nanotubes: electronic cylindrical waves. 2019. London: CRC Press, Taylor and Francis, 212 p.
38. Shih P.-H., Gumbs G., Huang D. et al. // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. P. 154302.
<https://doi.org/10.1063/5.0107527>
39. Manchon A., Koo H.C., Nitta J. et al. // Nat. Mater. 2015. V. 14. P. 871.
<https://doi.org/10.1038/nmat4360>
40. Craighead H.G. Science. 2000. V. 290. P. 1532.
<https://doi.org/10.1126/science.290.5496.1532>
41. D'yachkov P.N., D'yachkov E.P. // Russ. J. Inorg. Chem. 2020. V. 65. P. 1196.
<https://doi.org/10.1134/S0036023620070074>