

01;06;12

Влияние магнитострикции на транспортный ток в гранулированных сверхпроводниках второго рода

© Л.В. Белевцов,¹ А.А. Костиков²¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

e-mail: apmath@dgma.donetsk.ua

² Донбасская государственная машиностроительная академия, 84313 Краматорск, Донецкая область, Украина

(Поступило в Редакцию 21 марта 2006 г. В окончательной редакции 26 января 2007 г.)

Исследовано влияние эффекта магнитострикции на зависимость величины J_c плотности критического тока от приложенного магнитного поля $J \perp H_0$ в гранулированных сверхпроводниках. Установлено, что в достаточно сильных магнитных полях ($H \gg H_{c1}$) магнитострикция понижает токонесущую способность материала. Показано, что интенсивность влияния магнитострикции на величину транспортного тока чувствительна к вариации эффективных параметров джозефсоновской среды — силы межгранульной связи и отношения размеров гранул, образующих переход.

PACS: 74.20.-z, 74.25.Nf, 74.25.Op, 74.25.Sv

Введение

Наличие в сверхпроводниках 2-го рода магнитного потока в виде абрикосовских вихрей ведет к наиболее фундаментальным и интересным свойствам — пиннингу потока и связанной с этим магнитострикции образца [1]. В большинстве высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) деформация размера происходит вследствие сил пиннинга. Механизм основан на том, что, поскольку сила пиннинга действует на вихревую нить, обратная сила действует на образец и вызывает его деформацию. Исследования магнитострикции в керамических ВТСП во внешнем магнитном поле в несколько Тесла [2–4] показали наличие магнитострикции $\Delta L/L$ порядка 10^{-6} . В работах [5,6] изучалась магнитострикция керамических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Hg_{0.8}P_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ и наиболее важные результаты объяснялись пиннинг-индуцированной моделью магнитострикции. Эффект вызывается главным образом внутригранульными экранирующими токами. С другой стороны, внутри- и межгранульный критический ток в значительной мере зависят от межгранульных характеристик [7–10]. В настоящей работе на основании вихрь-ламинарной модели [7], пиннинг-индуцированной модели магнитострикции [11,12] и перколяционной теории транспортного тока [13,14] исследовано совместное влияние межгранульных границ и сил пиннинга на плотность критического тока ориентированного ВТСП.

Модель и основные уравнения

В качестве модели гранулированного ВТСП рассмотрим рис. 1, где две гранулы с размерами L_1 и L_2 образуют межгранульный джозефсоновский переход с толщиной d_N , когда внешнее магнитное поле $H_0 = 0$.

Когда вихри Абрикосова проникают внутрь гранул, это ведет

— к деформации линейных размеров гранул ($\Delta L/L$) за счет механизма магнитострикции;

— к генерации туннельных токов за счет скачка фазы $\Delta\phi$ параметра порядка в берегах перехода [9,10].

Следствием этого будет изменение размера d_N туннельного перехода, что ведет к изменению межгранульного критического тока i_c . Изменение размеров зерен ΔL_1 и ΔL_2 также ведет к изменению внутригранульного критического тока [8,15,16]. При этом параметр $\Gamma = L_1/L_2$, определяющий межгранульный джозефсоновский ток, и анизотропия $\nu = \lambda_c/\lambda_{ab}$ остаются постоянными. Тем не менее в рамках рассматриваемой модели возможно наблюдение зависимости магнитострикции от анизотропии ν через поведение критического транспортного тока гранульной сверхпроводящей структуры.

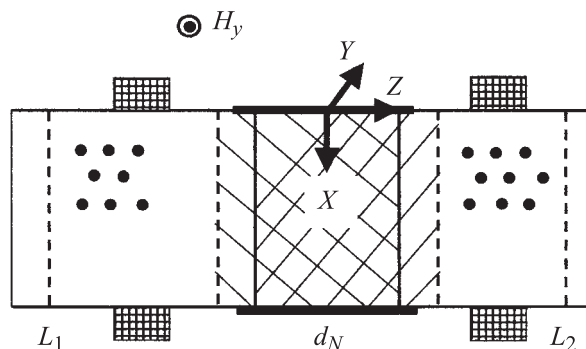


Рис. 1. Схематическое изображение межгранульного джозефсоновского перехода с толщиной d_N , который образуют две гранулы размера L_1 и L_2 . Пунктир — границы структуры в магнитном поле $H > H_{c1}$, когда в гранулы проникают абрикосовские вихри.

Полагаем, что вихревая нить в каждой из гранул описывается вихрь-ламинарной моделью [7], когда можно пренебречь искривлением силовых линий поля, а внешнее поле $H_0 = (0, H_y, 0)$. Со стороны поверхности поле проникает в гранулы на глубину проникновения λ_{ab} ; со стороны джозефсоновских переходов — на λ_c и в межгранульный переход, на глубину λ_j . Положению i -й вихревой нити отвечают координатные точки (x_0^i, z_0^i) . Тогда распределение поля i -й вихревой нити в грануле размера a будет задаваться следующим уравнением [7]:

$$\begin{aligned} & \lambda_c^2 \frac{\partial^2 H_y^i}{\partial z^2} + \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 H_y^i}{\partial x^2} - H_y^i \\ & = -\Phi_0 \sum_{n=-L^*}^{L^*} \left\{ (-1)^n \delta[x - x_0^i] \delta[z - (-1)^n z_0^i - na] \right. \\ & \left. + (-1)^{n+1} \delta[x + x_0^i] \delta[z - (-1)^n z_0^i - na] \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь L^* — степень „зеркальности“ материала (число рассматриваемых вихрей-изображений и изображений-изображений вдоль одного из направлений $\pm OZ$); в общем случае $L^* \rightarrow \infty$. Решение неоднородного уравнения (1) представляется в виде суммы решений однородного $H_1(x, z)$ и частного неоднородного уравнения с $2(2L^* + 1)$ источниками (вихря и его изображений) $H_2(x, z)$:

$$H_i(x, z) = H_1(x, z) + H_2^i(x, z), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} H_1(x, z) & = H_0 \exp \left[-\frac{x}{\lambda_{ab}} \right] \\ & + H_0 \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} \frac{4k\lambda_j^2}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2} \frac{\sin kx \operatorname{ch}[(1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{1/2}(z/\lambda_c)]}{\lambda_j^2 k^2 \operatorname{ch} \gamma + (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{1/2} \operatorname{sh} \gamma}, \\ & \gamma = (1 + \lambda_{ab}^2)^{1/2} \left[\frac{a}{2\lambda_c} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} H_2^i(x, x_0^i, z, z_0^i) & = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}\lambda_c} \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ (-1)^n \mathbf{K}_0 [D_n(z, z_0^i, x - x_0^i)] \right. \\ & \left. + (-1)^{n+1} \mathbf{K}_0 [D_n(z, z_0^i, x - x_0^i)] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} D_n(z, z_0^i, x \pm x_0^i) & = \sqrt{A^2(x \pm x_0^i) + B_n^2(z, z_0^i)}, \\ A(x \pm x_0^i) & = \frac{x \pm x_0^i}{\lambda_{ab}}, \\ B_n(z, z_0^i) & = \frac{z - a/2 - (-1)^n(z_0^i - a/2) - na}{\lambda_c}, \end{aligned}$$

здесь \mathbf{K}_0 — функция Макдональда.

В дальнейшем будем производить вычисления, следуя пиннинг-индуцированной модели [11,12]. Согласно выбранной геометрии, гранула имеет размер $L = a$ ($-\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2}$) и полубесконечна в оставшихся двух направлениях. Таким образом, задача магнитострикции сводится к одномерному случаю, а эффектом размагничивания пренебрежем. Будем также полагать, что обратное намагничивание — малая часть полного намагничивания, что устанавливается критическое состояние. Тогда уравнение для вычисления деформации размера гранулы Δa от магнитного поля дается выражением

$$\frac{\Delta a}{a} = -\frac{1-\nu}{E\mu_0 a \lambda_j} \int_0^{a/2} \int_0^{\lambda_j} [H_0^2 - H^2(x, z)] dx dz, \quad (5)$$

здесь E — модуль Юнга, который для оценок примем как $E = 1 \cdot 10^{11}$ Н/м²; ν — коэффициент Пуассона, который будем полагать равным нулю. Также принято обозначение для распределения магнитного поля

$$H(x, z) = \sum_{i=1}^N H_i(x, x_0^i, z, z_0^i),$$

где N — количество вихревых нитей в i -й грануле.

Критический ток i_c отдельного SIS-перехода задается формулой [17]:

$$i_c^2 = w^2 j_{c0}^2 \left| \int_0^w \exp[i\Theta(x)] dx \right|^2, \quad (6)$$

где j_{c0} — плотность критического тока; w — ширина джозефсоновского перехода; разность фаз Θ зависит от внешнего поля H_0 и координат (x_0^i, z_0^i) вихревых нитей в грануле, а также [9,10] от параметров Γ , σ и ν :

$$\Theta = \sum_{i=1}^N -\frac{2}{\Lambda} \int_0^x \varphi(x \pm x_0^i, z_0^i) dx + \frac{2\pi\Phi x}{\Phi_0 w}, \quad (7)$$

здесь $\Lambda = \sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}$. Решение для фазы $\varphi(x)$, наводимой в переходе каждой вихревой нитью, дается модернизированным уравнением Феррела–Прейнджа [9].

При расчете плотности J_c критического тока ВТСП, состоящего из сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями, в общем случае надо учитывать не только разброс энергий связи ε_j межгранульных джозефсоновских контактов, но и корреляцию фаз параметра порядка в различных зернах. Задача существенно упрощается, если последним фактором можно пренебречь. Тогда в соседних контактах токи можно считать независимыми друг от друга. Это возможно либо при достаточно высоких температурах ($T \geq \varepsilon_j$), либо в достаточно сильном магнитном поле $H \geq \Phi_0/a^2$ (здесь Φ_0 — квант магнитного потока), которое приводит к сильным „магнитолевым“ флуктуациям параметра порядка.

Задача вычисления плотности критического тока в гранулированной системе сводится к вычислению сверхпроводящего тока, протекающего по рассматриваемому кластеру с учетом распределения контактов по току i_c . Это распределение дается уравнением (6). При этом величина интенсивности связи между зернами $\sigma = \lambda_{ab}/\lambda_J$ лежит в интервале от σ_1 до σ_2 , а параметр отношения размеров зерен, образующих межгранульный переход Γ , может принимать значения от Γ_1 до Γ_2 . Тогда доля $P(J)$ контактов с плотностью тока, большей, чем J , будет задаваться функцией распределения $P(J)$, согласно подходу, развитому в [13,14], и особенностями [7] вихрь-ламинарной модели:

$$P(J) = \frac{1}{(\sigma_2 - \sigma_1)(\Gamma_2 - \Gamma_1)} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} d\sigma \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} d\Gamma, \quad (8)$$

где σ_j и Γ_j отвечают току со значением J . Тогда выражение для плотности критического тока имеет вид [14]

$$J_c = \frac{1}{1 - P_c} \int_{P_c}^1 \frac{dP}{P} \int_0^P J(P') dP', \quad (9)$$

где $P_c = 2/Z$ — эффективный перколяционный порог с числом связей Z для одной гранулы. Для кубических гранул $Z = 6$ и $P_c = 1/3$. При $P_c > 1$ вероятность нахождения путей для тока в перколяционной системе равняется нулю. В уравнении (9) $J(P)$ есть обратная функция к $P(J)$.

Структурные особенности гранулированных структур таковы, что при изменении размеров гранул изменяется толщина джозефсоновского перехода d_N . Причина такого поведения, как видно из рис. 1, связана с тем, что в направлении, перпендикулярном направлению магнитострикции, гранулы жестко связаны с соседними гранулами. Это делает невозможным смещение их центров масс. Изменение объема гранулы происходит в значительной мере за счет изменения (увеличения или уменьшения) объема или размера изолирующей межгранульной прослойки δd_k . Если размер одной из гранул L_1 , а другой L_2 , то значение изменения размеров гранул во внешнем магнитном поле ΔL_1 и ΔL_2 соответственно. При этом толщина контакта изменится на величину

$$\delta d_N = d_2 - d_1 = \left(\frac{\Delta L_1}{2} + \frac{\Delta L_2}{2} \right), \quad (10)$$

где d_1 и d_2 — толщина SIS-перехода в начальном и конечном состояниях. Изменение δd_N ведет к изменению интенсивности связи между зернами $\delta\sigma$ посредством изменения джозефсоновской глубины проникновения [18]

$$\lambda_J = \left[\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 i_{c0} (d_N + 2\lambda_c)} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Заметим, что толщина оксидных туннельных барьеров между гранулами составляет $d_N \sim 2 \text{ nm} \ll L$ [17]. При

этом деформации структуры гранул в масштабе d_N незначительно скажутся на магнитном потоке через гранулу ($\Phi \sim L^2$), но очень сильно повлияют на критический ток i_c джозефсоновских межгранульных контактов, поскольку имеется экспоненциальная зависимость $i_c \sim \exp[-10d_N\sqrt{W}]$ [17]. Здесь W — высота потенциального барьера туннельных контактов (в eV), d_N — толщина контактов (в нанометрах). Обычно $W \approx 1$, поэтому вариации толщины барьера d_N всего на $0.1 \text{ nm} \ll d_N \ll L$ меняет критический ток контактов на порядок величины.

В дальнейших вычислениях по статистическому ансамблю значений параметров джозефсоновской среды примем, что $d_N = 2 \text{ nm}$ при $H_0 = 0$, а значения эффективных параметров $\langle \Gamma \rangle$, $\langle \sigma \rangle$ и $\langle \nu \rangle$ неизменны в течение численного расчета.

Численные результаты и заключение

На рис. 2 показана зависимость приведенной плотности критического тока J/J_{c0} от характерного поля H/H_{c1} с учетом магнитострикции $J = J_c^M$ и в пренебрежении стрикцией $J = J_c$, когда характеристики джозефсоновской среды: $\langle \Gamma \rangle = 0.35$, $\langle \sigma \rangle = 0.1$ и $\langle \nu \rangle = 1.5$. Видно, что в полях $H \leq 9H_{c1}$ влияние эффекта магнитострикции фактически отсутствует. В полях $H > 9H_{c1}$ вследствие уменьшения размера гранул и утолщения межгранульного зазора происходит уменьшение J_c^M . При этом с ростом H растет величина отклонения $|J_c^M - J_c|/J_c$, достигая $\sim 20\%$ при $H = 14H_{c1}$.

С точки зрения приготовления ВТСП-материалов с большой токонесущей способностью важно знать, каким образом параметры джозефсоновской среды влияют на эффект магнитострикции и соответственно на $J_c^M(H)$. На рис. 3 показаны полевые зависимости величины отклонения $\delta = (J_c^M - J_c)/J_{c0}$ критического тока для различных значений параметров джозефсоновской среды: a — $\langle \Gamma \rangle$, b — $\langle \sigma \rangle$, c — $\langle \nu \rangle$. Легко заметить, что, чем больше $\langle \Gamma \rangle$ и/или $\langle \sigma \rangle$, тем больше δ с ростом

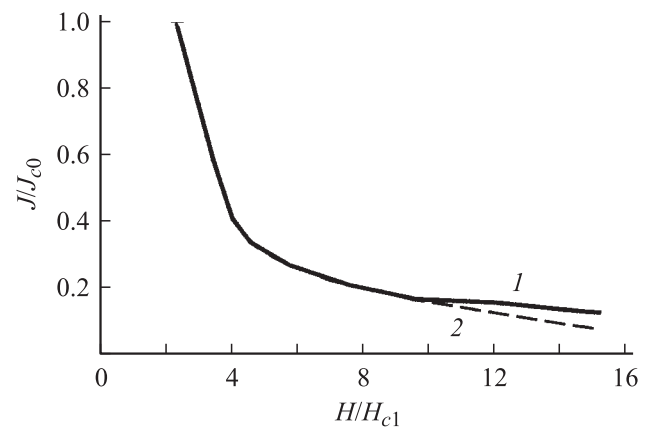


Рис. 2. Зависимость плотности критического тока J от приложенного магнитного поля H при расчете без учета эффекта магнитострикции $J = J_c$ (1) и с учетом магнитострикции гранул $J = J_c^M$ (2).

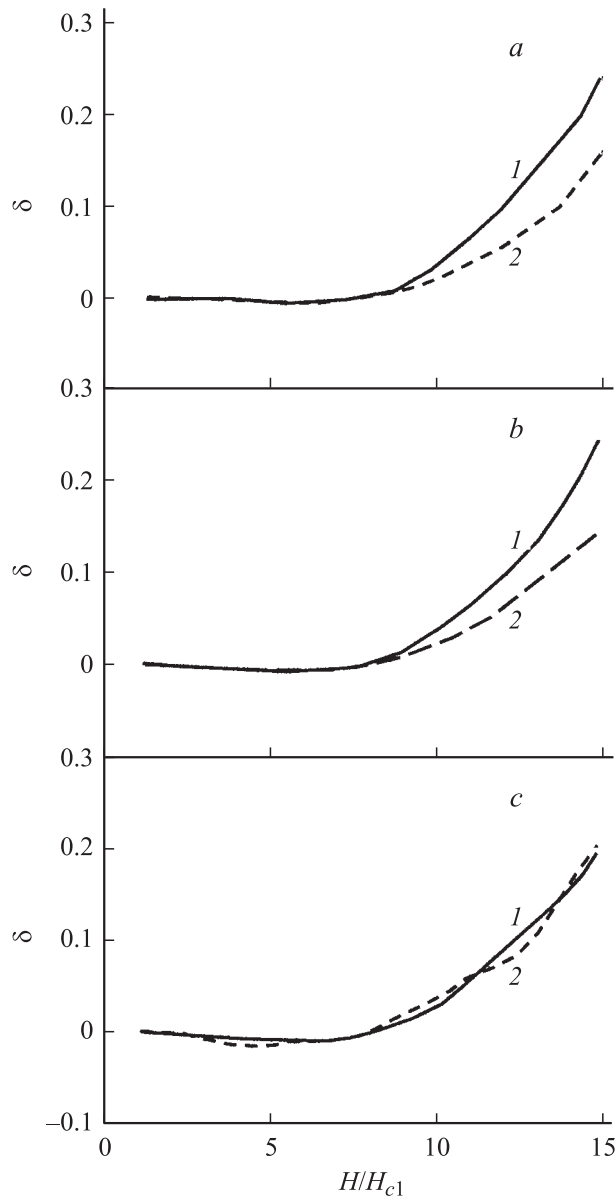


Рис. 3. Магнитополевая зависимость отклонения критического тока $\delta = (J_c - J_c^M)/J_{c0}$ при различных параметрах джозефсоновской среды. *a* — $\langle\sigma\rangle = 0.1$; $\langle\nu\rangle = 1.5$; $\langle\Gamma\rangle = 0.65$ (1), 0.35 (2); *b* — $\langle\Gamma\rangle = 0.35$; $\langle\nu\rangle = 1.5$; $\langle\sigma\rangle = 0.9$ (1), 0.1 (2); *c* — $\langle\Gamma\rangle = 0.65$; $\langle\sigma\rangle = 0.1$; $\langle\nu\rangle = 1.5$ (1), 0.5 (2).

поля H и тем большее влияние имеет магнитоотрицательность на критический ток ВТСП. Однако, как видно из рис. 3, *c*, при вариации анизотропии $\langle\nu\rangle$ значение δ практически не изменяется.

Исходные параметры принимались равными: $\lambda_{ab} = 0.15$, $\lambda_c = 0.5$, $\lambda_J = 0.16 \mu\text{m}$, $j_{c0} = 7 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$ при $T = 77 \text{ K}$ и $H_{c1} \sim 50 \text{ mT}$. Размер гранул задавался в области $a = 0.5\text{--}20 \mu\text{m}$ и распределялся, как и интенсивность связи между зёрнами, по нормальному закону. Приведенные параметры описывают сверхпроводящий материал $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Среди практических приложений эффекта магнитоотрицательности на гранулирован-

ную среду отметим возможность заметного управления электродинамическими характеристиками такой среды умеренными магнитными полями.

Таким образом, в настоящей работе исследовано совместное влияние границ гранул и магнитоотрицательности на магнитополевую зависимость транспортного тока $J_c^M(H)$ в высокотемпературных сверхпроводниках. В области магнитных полей $H \leq 9H_{c1}$ результаты расчета указывают на отсутствие влияния магнитоотрицательности $\Delta L/L$ на J_c^M ($\approx J_c$). Однако в больших полях магнитоотрицательность вносит существенные поправки ($\sim 20\%$ для $H \sim 14H_{c1}$) в значение J_c^M . Другое важное проявление магнитоотрицательности связано с вариацией эффективных параметров среды $\langle\Gamma\rangle$, $\langle\sigma\rangle$ и $\langle\nu\rangle$. Параметры среды существенно влияют на $J_c^M(H)$, что указывает на то, что при приготовлении образцов и практических расчетах критического тока эффект магнитоотрицательности должен быть принят во внимание. Показано, что, в принципе, текстурированием по этим параметрам возможно избежать отрицательного влияния эффекта магнитоотрицательности на $J_c^M(H)$.

Авторы выражают признательность А.И. Дьяченко за обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] Johansen T.H. // Supercond. Sci. Technol. 2000. Vol. 13. P. R121.
- [2] du Tremolet de Lecheisserie E., Barbara B., Henry J.H. // J. Magn. Magn. Matter. 1988. Vol. 71. P. L125.
- [3] Braden M., Böhm P., Seidler F., Kalenborn H., Wohlleben D. // Z. Phys. B. 1990. Bd 79. S. 173.
- [4] Ziegłowski J., Blumenröder S., Freimuth A., Schmidt H., Zirngiebl E., Wohlleben D., Schmidt H.J. // Z. Phys. B—Condensed Matter. 1988. Bd 71. S. 429.
- [5] Nabialek A., Szymczak H., Sirenko V.A., D'yachenko A.I. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 3770.
- [6] Nabialek A., Szymczak H., Piotrowski K., Chabanenko V., Pakiela Z. // Physica C. 1999. Vol. 321. P. 49.
- [7] Белевцов Л.В. // ФНТ. 2005. Т. 31. С. 155.
- [8] Белевцов Л.В. // ФНТ. 2005. Т. 31. С. 490.
- [9] Белевцов Л.В., Костиков А.А. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. С. 586.
- [10] Belevitsov L.V., Kostikov A.A. // Phys. Lett. A. 2005. Vol. 343. P. 454.
- [11] Ikuta H., Hirota Y., Kishio K., Kitazawa K. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 2166.
- [12] Ikuta H., Kishio K., Kitazawa K. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 4776.
- [13] Matsushita T., Ni B., Sudo Y., Iwakuma M., Funaki K., Tareo M., Yamafui K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1988. Vol. 27. P. 929.
- [14] Matsushita T., Ni B., Yamafui K. // Cryogenics. 1989. Vol. 29. P. 384.
- [15] Belevitsov L.V. // Europhys. Lett. 2002. Vol. 59. P. 768.
- [16] Belevitsov L.V., Pervukhin V.N. // Europhys. Lett. 2004. Vol. 67. P. 648.
- [17] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Наука, 1984. 639 с.
- [18] Ferrel R.A., Prange R.E. // Phys. Rev. Lett. 1963. Vol. 10. P. 479.