ДИФФУЗИОННЫЙ РЕЖИМ ЭВОЛЮЦИИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Тайланов Н.А.[1], Жуманов А.Х.[2], Маматмуродова М.Ш.[3]

[1]Тайланов Низом Абдураззокович – кандидат физических наук, доцент;
[2]Жуманов Аброр Хасан угли – студент;
[3]Маматмуродова Мохигул Шеркул кизи - студент,
кафедра методики преподавания физики и астрономии,
физико-математический факультет,
Джизакский государственный педагогический институт им. Абдуллы Кадыри,
г. Джизак, Республика Узбекистан

Аннотация: *в данной работе исследована диффузионная эволюция малых электромагнитных возмущений в сверхпроводнике второго рода, который находится в режиме крипа потока с нелинейной вольтамперной характеристикой. Получены аналитические формулы для глубины и скорости проникновения магнитного поля в сверхпроводник в зависимости от значений параметра задачи.*
Ключевые слова: *неустойчивость, критическое состояние, вязкое течение потока.*

Изучение динамики эволюции магнитного потока вглубь сверхпроводника с нелинейной вольтамперной характеристикой в режиме крипа потока является важной задачей технической сверхпроводимости. Математически задача исследования может быть сформулирована на основе системы нелинейных эволюционных уравнений для электромагнитного поля с учетом нелинейного соотношения между полем и током в сверхпроводнике [1-3]. Для моделирования процесса эволюции возмущений электромагнитного поля в пространстве и времени используется система уравнений макроскопической электродинамики [4-7]. Взаимосвязь между магнитной

индукцией $\vec{B}$, электрическим полем $\vec{E}$ и плотностью транспортного тока $\vec{j}$ устанавливается уравнениями Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\vec{B}=\frac{4\pi\vec{j}}{c}, \qquad (1)$$

$$\mathrm{rot}\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{d\vec{B}}{dt}. \qquad (2)$$

Движение вихревых нитей со скоростью v приводит к возникновению электрического поля

$$\vec{E}=\frac{v\vec{B}}{c}. \qquad (3)$$

Согласно теории Андерсона [8], термоактивационное движение вихрей может быть описано соотношением

$$v=v_0\exp(-U/k_BT), \qquad (4)$$

где v_0 – скорость вихрей при $T = 0$; U – энергия активации при тепловом движении вихрей, которая зависит от механизмов пиннинга; T – температура и k_B – постоянная Больцмана. Энергия активации $U=U(\vec{j},T,\vec{B})$ зависит от температуры T, индукции магнитного поля $\vec{B}$ и плотности тока $\vec{j}$. Для решения задачи (1)-(4) будем использовать инварианты вида

$$b(x,t)=t^{\alpha}f(x/t^{\beta}). \qquad (5)$$

Здесь параметры α и β удовлетворяют соотношению

$$\alpha+1=\beta+\alpha(\gamma n+1)+\alpha n+\beta n.$$

Используя соотношение для закона сохранения потока типа (5), получим точное выражение для параметра $\alpha=\beta=1/(2n+\gamma n+1)$, которое предполагает существование решения типа

$$b(x,t)=t^{1/(2n+\gamma n+1)}f(z), \qquad z=xt^{1/(2n+\gamma n+1)} \qquad (6)$$

Подставляя решение (6) в уравнение (5), получим следующее дифференциальное уравнение для новой функции $f(z)$

$$\frac{d}{dz}\left[f^{\gamma n+1}\left|\frac{df}{dz}\right|^{n}\right]+\frac{1}{2n+\gamma n+1}\frac{d}{dz}\left[z\frac{df}{dz}\right]=0. \qquad (7)$$

Решение уравнения (7) должно удовлетворять следующим граничным условиям задачи

$f(0, t)=1,\ \ f(z_0, t)=0$.

Таким образом, полученное решение описывает профиль распространения индукции магнитного поля в сверхпроводнике. Дальнейшее интегрирование уравнения (7) с учетом граничных условий (8) приводит к следующему решению задачи

$$f(z)=f(z_0)\left[1-(z/z_0)^{(n+1)/n}\right]^{1/(\gamma+1)}, \qquad (9)$$

где

$$f(z_0)=\left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{z_0^{n+1}}{2n+\gamma n+1}\right)^{1/n}\right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Положение фронта индукции магнитного потока z_0 может быть найдено, подставляя решение (9) в равенство (8)

$$z_0^{(2n+\gamma n+1)/(\gamma+1)}=\left[\frac{\frac{n}{n+1}F\left(\frac{\gamma+2}{\gamma+1}+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+2}{\gamma+1}\right)\Gamma\left(\frac{n}{n+1}\right)}\right]\left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{1}{2n+\gamma n+1}\right)^{1/n}\right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Последнее уравнение в старых переменных имеет вид

$$b(x,t)=b_0\left[1-\left(\frac{x}{x_p}\right)^{(n+1)/n}\right]^{1/(\gamma+1)}, \qquad (10)$$

где

$$b_0(0,t)=b(x,t)=t^{-1/(2n+\gamma n+1)}\left[n\frac{\gamma+1}{n+1}\left(\frac{z_0^{n+1}}{2n+\gamma n+1}\right)^{1/n}\right]^{1/(\gamma+1)}.$$

Положение фронта магнитного потока может быть представлено в виде $x_p=x_0t^{-1/(2n+\gamma n+1)}$. Тогда нетрудно определить скорость фронта магнитного поля:

$v_p\approx v_0t^{-n(2+\gamma)/(2n+\gamma n+1)}$.

Скорость фронта магнитного потока уменьшается линейно с течением времени. Таким образом, полученное решение

(10) описывает диффузионный режим электромагнитных возмущений в сверхпроводнике в режиме крипа потока.

Список литературы

1. *Тайланов Н.А.* Узбекский Физический Журнал. Том 18. № 4, 2016.
2. *Тайланов Н.А.* Узбекский Физический Журнал. Том 15. № 2, 2013.
3. *Taylanov N.A.,* J. Mod. Phys. Appl. 2, 2013. № 1. 51-58 ISSN 2051-5480.
4. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Fluid Mechanics (Pergamon, Oxford), 1987.
5. *Samarskii V.A., Galaktionov S.P.. Kurdjumov and Stepanenko A.S.* Peaking Regimes for Quasilinear Parabolic Equations, Nauka. Moskow, 1987.
6. *Aranson D.G, Vazquez J.L.* Phys. Rev. Lett. 72, 823, 1994.
7. *Gilchrist J., Van der Beek C.J.* Physica C. 27, 231, 1994.
8. *Anderson P.W., Kim Y.B.,* Rev. Mod. Phys. 36, 1964.