

О ДИНАМИКЕ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ

Н.Е.Кулагин, А.Ф.Попков

Впервые определена структура блоховской линии вплоть до ее предельной скорости. Найдены новые решения уравнений Слончевского, описывающие стационарное движение семейства блоховских линий.

1. В ферромагнетиках с большим фактором качества $K_u/2\pi M^2 \gg 1$ (K_u – постоянная одноосной анизотропии, M – намагниченность единицы объема) для описания уединенных спиновых волн, движущихся вдоль доменной границы (ДГ) и называемых в литературе блоховскими линиями, широко используются уравнения Слончевского¹. Многочисленные исследования этих уравнений относятся к области линейной динамики уединенных волн, когда скорости их движения далеки от фазовой скорости пристеночных магнонов на линейном участке их спектра $S = \gamma\sqrt{8\pi A}$, где γ – гиромагнитное отношение, A – постоянная неоднородного обмена. Вопрос о предельной скорости движения изолированной блоховской линии обсуждался в работе², в которой было указано на существование двух критических скоростей $V_{\pm} = S|1 \pm b|$, где $b^2 = H'\Delta/4\pi M$, $\Delta = \sqrt{A/K_u}$, H' – градиент поля смещения, при которых происходит изменение характера асимптотического приближения магнитной системы к равновесию. Однако анализ асимптотик не позволяет ответить на вопрос о существовании сепаратрисных решений и их топологической структуре. В настоящей работе для исследования стационарных решений уравнений Слончевского использовался метод качественного и численного анализа, описанный в работе³, который позволяет ответить на эти вопросы. Для простоты рассматривается нескрученная блоховская ДГ, а поля размагничивания учитываются в винтеровском приближении. В этом случае исходные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{cases} -uq_{\xi} = \frac{1}{2} \sin 2\varphi - \varphi_{\xi\xi}, \\ -u\varphi_{\xi} = q_{\xi\xi} - b^2q, \quad \xi = x - ut, \end{cases} \quad (1)$$

где u – скорость движения, нормированная на S , $q(\xi)$ – величина отклонения центра ДГ от равновесия, измеряемая в толщинах ДГ Δ , $\varphi(\xi)$ – угол выхода намагниченности из плоскости ДГ, x – координата вдоль ДГ, нормированная на толщину блоховской линии $\Delta_L = \sqrt{A/2\pi M^2}$ при $u = 0$. В (1) опущены члены, описывающие диссипацию и приток энергии в магнитную систему, так как исследуется инерционное движение блоховских линий.

2. Уединенной волне, описывающей движущуюся блоховскую линию, в четырехмерном фазовом пространстве $(\varphi, \varphi', q, q')$ отвечает сепаратрисная кривая, связывающая две сосед-

ние особые точки a_n и a_{n+1} где $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $a_n = (n\pi, 0, 0, 0)$. В частности при $u = 0$ решение имеет известный вид

$$q = 0, \quad \varphi = \pi n \pm 2 \arctg \exp(\xi). \quad (2)$$

Других сепаратрисных решений при $u = 0$ нет. Линеаризуя систему уравнений (1) вблизи особой точки $a(\xi) = a_n + \delta a$ исследуется поведение системы при $\xi \rightarrow \pm \infty$. Асимптотический анализ (см. ²) показывает, что при $u < u_- = |1 - b|$ особые точки a_n являются особыми точками типа седло – седло. Следовательно, учитывая наличие первого интеграла в системе (1), мы можем строить сепаратрисные решения во всей области $u < u_-$, используя метод работы ³. На рис. 1, а приведено одно из решений системы (1), полученное при $b = 0,5$, $u = 0,4$ и соединяющее особые точки a_0 и a_1 . Следует отметить характерный выгиб "хвостов" зависимости $\varphi(\xi)$, возникающий при движении блоховской линии ($u \neq 0$), который приводит к тому, что амплитуда колебаний этого угла несколько превышает π . С ростом скорости увеличиваются как изгиб ДГ $q(\xi)$, так и амплитуда колебаний $\varphi(\xi)$ в волне.

3. В области $u_- < u < u_+ = 1 + b$ характеристические показатели линеаризованной системы (1) становятся комплексно сопряженными, а особые точки a_n – особыми точками типа седло – фокус. В этом случае монотонный вход и выход решения из особой точки при $u < u_-$ переходит в области $u_- < u < u_+$ в осциллирующий. Численное интегрирование системы (1) при $u > u_-$ показало, что простейшее сепаратрисное решение, соединяющее соседние особые точки существует не во всей области скоростей $u_- < u < u_+$, а ограничено сверху величиной $u_c < u_+$, где u_c – предельная скорость изолированной блоховской линии. В частности при $b = 0,5$, значение предельной скорости $u_c \sim 1,05$. Пример сепаратрисного решения, соответствующего изолированной блоховской линии при $u = 1,0$, $b = 0,5$ приведен на рис. 1, б. Сравнение с рис. 1, а показывает, что дальнейший рост скорости приводит к увеличению изгиба ДГ и амплитуды раскрутки угла $\varphi(\xi)$ в волне, причем переход через скорость u_- вызывает лишь осцилляцию "хвостов" решения и не сказывается в целом на его топологической структуре.

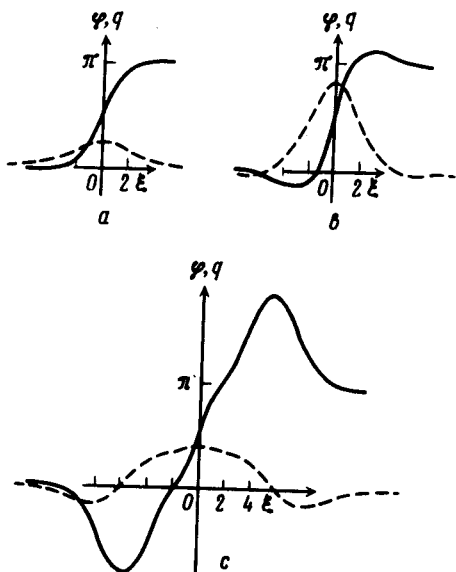


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости $\varphi(\xi)$ – сплошная линия и $q(\xi)$ – пунктирная линия, описывающие структуру движущейся уединенной волны

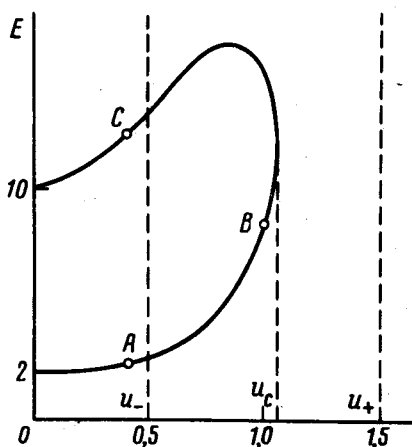


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость энергии движущихся блоховских линий от скорости. Точкам А, В, С на графике соответствуют решения, приведенные на рис. 1, а, б, с соответственно

4. Непродолжаемость решения рассмотренного типа в область $u > u_c$ объясняется тем, что оно сливается с другим решением, которое распадается на пять блоховских линий при $u \rightarrow 0$. Решение этого типа, описывающее движущееся семейство блоховских линий при $u = 0,4$, $b = 0,5$ изображено на рис. 1, с. Аналогичным образом найдено, что происходит слияние решений, которые при $u \rightarrow 0$ отвечают соответственно трем и семи блоховским линиям. Причем такое слияние происходит при $u = u_c' > u_c$. Построенные сепаратрисные решения образуют однопараметрические семейства (u – параметр), различающиеся своей топологической структурой и имеющие свои предельные скорости $u_c(b)$. Так как при $u = 0$ имеется единственное с точностью до знака сепаратрисное решение (2), то при $u \rightarrow 0$ решения каждого семейства распадается на последовательность разнесенных на сколь угодно большое расстояние друг от друга решений вида (2).

5. Энергия стационарно движущихся блоховских линий, описываемых уравнениями (1) выражается интегралом

$$E(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} [(q_\xi)^2 + (\varphi_\xi)^2] d\xi \quad (3)$$

Зная структуру решения легко найти зависимость $E(u)$. На рис. 2 изображена зависимость $E(u)$ для двух рассмотренных решений. Очевидно, что при $u \rightarrow 0$ энергия $E \rightarrow 2k$, где k – число блоховских линий, отвечающих выбранному решению. С ростом скорости энергия уединенной волны возрастает достигая максимума во втором решении при $u \sim 0,8u_c$. По достижении предельной скорости энергии изолированной блоховской линии и семейства из пяти линий сравниваются. При этом видно, что масса $m = d^2E/du^2$ изолированной блоховской линии неограниченно возрастает при $u \rightarrow u_c$. Во втором решении вблизи $u \sim 0,8u_c$ масса отрицательна, что указывает на его неустойчивость при больших скоростях. Из рис. 2 также видно, что бифуркация состояния равновесия при прохождении через критическую скорость $u = u_c$ не сказывается на зависимости $E = E(u)$, оставляя ее монотонной. Эффект динамического вырождения двух решений, топологически отличающихся при малых скоростях, указывает на принципиальную возможность внутриобъемной генерации пар блоховских линий по достижении предельной скорости и последующем ее снижении.

В заключение авторы благодарят В.М.Елеонского и А.К.Звездина за полезные обсуждения при выполнении работы.

Литература

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, М.: Мир, 1982.
2. Звездин А.К., Попков А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 90.
3. Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е. ЖЭТФ, 1978, 75, 2210.

Поступила в редакцию
14 января 1986 г.

¹⁾ При записи выражения для энергии уединенной волны (3) учтено, что система уравнений (1) имеет первый интеграл $\sin^2\varphi + b^2q^2 = (q_\xi)^2 + (\varphi_\xi)^2$.