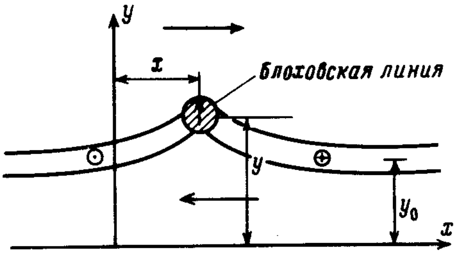
Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 8, стр. 325 – 327 *25 октября 1984 г.*

КОЛЕБАНИЯ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

А.В.Никифоров, Э.Б.Сонин

Построена теория колебаний блоховской линии в доменной границе на основе уравнения движения, включающего гиротропную силу. Эта сила определяет своеобразные свойства наблюдавшихся колебаний, в частности величину эффективной массы блоховской линии

Блоховские линии (БЛ) представляют собой топологически устойчивые линейные дефекты поля намагниченности **M**, разделяющие субдомены доменных границ (ДГ). Они играют важную роль в динамике цилиндрических магнитных доменов, используемых в качестве носителей информации в ЭВМ [1]. В настоящее время начаты эксперименты по использованию самих БЛ для запоминания информации [2]. Это сделало актуальным изучение движения БЛ вдоль ДГ, чему раньше не уделялось достаточного внимания. Первые эксперименты в этом направлении обнаружили новое интересное явление: резонансные колебания (свободные и вынужденные) БЛ [3, 4]. Определенная по частоте этого резонанса масса блоховской линии оказалась на несколько порядков больше массы, следующей из работы Игнатченко и Кима [5] – первой теоретической работы, в которой рассматриваются колебания БЛ в ДГ.



Блоховская линия в доменной границе. Стрелки указывают направление момента **M** в доменах и субдоменах (на нас – в субдомене слева от БЛ). Стрелка в БЛ указывает направление намагниченности в ней. В данном случае $\nu = 1$

В настоящей работе излагается теория линейных колебаний изолированной БЛ на основе уравнения движения, включающего гиротропную силу, неучтенную Игнатченко и Кимом, которая позволяет объяснить наблюдавшиеся свойства резонансных колебаний.

Рассматривается БЛ, параллельная оси Z, в ДГ, расположенной в плоскости XZ; y_0 – смещение ДГ вдали от БЛ, положение которой задается двумерным вектором $\mathbf{r}(x, y)$ (см. рисунок). Величина $(y - y_0)$ определяет прогиб ДГ. Для вектора $\mathbf{r}$ можно вывести следующее уравнение [1, 6] (магнитные поля вдоль оси y отсутствуют):

$$2\pi \frac{M}{\gamma} \nu \, [\hat{\mathbf{z}} \times \dot{\mathbf{r}}] = - \frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}}, \tag{1}$$

где γ — гиромагнитное отношение, $\nu = \pm 1$ — топологический заряд, определяемый направлением поворота вектора $\mathbf{M}$ в центре БЛ и изменением в ней проекции M_z. Эффективную свободную энергию $F(\mathbf{r})$ представим в следующем виде:

$$F(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2}x^2 + \frac{B}{2}(y - y_0)^2 + 2\Delta_0 M H_z x \ , \tag{2}$$

где Δ_0 — эффективная толщина ДГ. Первый член в (2) определяет x-компоненту возвращающей силы магнитостатического происхождения. Ее параметр λ зависит от конкретной геометрии и определялся на эксперименте путем измерения смещения под действием постоянного поля H_z по оси Z, которое взаимодействует с моментами субдоменов и потому является продвигающим полем для БЛ (третий член в (2)). Второй член в (2) дает y-компоненту возвращающей силы, обусловленную конечной жесткостью ДГ. Для простоты мы опустили в уравнении (1) релаксационный член.

Согласно (1) статическая сила, действующая на БЛ, приравнивается не силе инерции, пропорциональной ускорению $\ddot{\mathbf{r}}$, как во втором законе Ньютона, а гиротропной силе[1)], пропорциональной скорости и аналогичной силе Магнуса для вихрей. Конечно, в левой части (1) помимо гиротропной силы могла бы быть учтена и сила инерции, фигурировавшая в расчетах Игнатченко и Кима [5], однако для рассматриваемых условий это было бы превышением точности.

Исключая координату y из двух уравнений первого порядка для компонент x и y вектора $\mathbf{r}$ (векторное уравнение (1)) получаем одно уравнение второго порядка для x:

$$m_L \ddot{x} + \lambda x = - 2\Delta_0 M H_z + 2\pi\nu \dot{y}_0 \frac{M}{\gamma} \ . \tag{3}$$

Итак, хотя сила инерции в исходном уравнении (1) не учитывалась, инерционный член с массой БЛ

$$m_L = \frac{1}{B}\left(\frac{2\pi M}{\gamma}\right)^2 \tag{4}$$

появился в уравнении для смещения x БЛ вдоль ДГ, но эта масса чисто гиротропного происхождения, связанная с возможностью прогиба ДГ и движения БЛ поперек нее. Гиротропность закона движения БЛ проявляется в том, что колебания БЛ всегда эллиптически поляризованы и могут возбуждаться не только полем H_z, но и полем H_x, которое смещает ДГ ($\dot{y}_0 \neq 0$), не действуя непосредственно на БЛ. На эксперименте [4] находит подтверждение как возможность вызывать колебания БЛ полем H_x (оно даже оказывается эффективнее поля H_z), так и эллиптическая поляризация колебаний, проявляющаяся в том, что резонанс обнаруживается одновременно по колебаниям БЛ и по колебаниям ДГ.

Рассмотренные нами эллиптически поляризованные колебания БЛ в потенциальной яме, созданной магнитостатическими силами, в значительной степени аналогичны томсоновским колебаниям вихря в гидродинамике, имеющим круговую поляризацию. С другой стороны, колебания БЛ есть в то же время колебания поля момента $\mathbf{M}$, т. е. магноны. Если изгибные колебания ДГ представляют собой магноны, локализованные на поверхности ДГ, т. е. поверхностные магноны, то рассмотренные нами колебания представляют собой магноны, локализованные на БЛ.

Полагая, что форма ДГ, изогнутой благодаря движению БЛ, определяется поверхностным натяжением ДГ, а также действующей на ДГ возвращающей силой магнетостатического происхождения, удерживающей ее в определенном положении, получим, что $B = 2\lambda_0/q$, где λ_0 — параметр возвращающей силы равный отношению смещения ДГ к вызывающему его стати-

---

1) Ее величина не зависит от детального вида поля $\mathbf{M}$ внутри кора БЛ (см. вывод формулы (12.60) в [1]).

ческому продвигающему полю H_x, а волновое число $q = \sqrt{\lambda_0/\sigma}$ определяет длину $1/q$, на которой БЛ изгибает стенку. Здесь σ – плотность энергии стенки. Если при определении σ не учитывать магнитные заряды, могущие возникнуть при изгибе стенки, т. е. пренебречь влиянием магнитостатики на изгибную жесткость (см. §22А книги [1]), то получим, определив λ_0 из рис. 5 в [4], что $B = 300$ эрг/см^3, $q = 0{,}3 \cdot 10^3$ см$^{-1}$. Но в геометрии эксперимента [4] магнитостатика увеличивает изгибную жесткость ДГ и, по-видимому, достигается ситуация, когда длина $1/q$, на которой БЛ изгибает ДГ, становится больше расстояния L между БЛ, составляющего на эксперименте величину порядка 10^{-2} см. В этом случае БЛ колеблются, синхронно увлекая ДГ, практически не изгибая ее[2]), а в качестве оценки B надо брать значение $B = \lambda_0 L \approx 500$ эрг/см^3. Значения B, вычисленные с помощью формулы (4) через массу m_L, определенную из экспериментально наблюдавшихся резонансов, в целом близки к приведенной теоретической оценке B через жесткость ДГ.

Построенная выше теория колебания БЛ предполагает, что размер БЛ меньше длины участка ДГ, на которой происходит изгиб. Поэтому основные потери на диссипацию должны происходить на этом участке, а не внутри БЛ. Это важно для определения подвижности БЛ вдоль ДГ.

Авторы благодарны В.А.Бокову, а также В.И.Никитенко и его сотрудникам за неоднократные стимулирующие обсуждения.

Литература

1. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими доменами. М.: Мир, 1982. гл. 6 §12Е и гл. 7 §14 А.
2. *Konishi S.* IEEE Trans. Magn., MAG-19, 1983, 1838.
3. *Никитенко В.И., Дедух Л.М., Горнаков В.С., Кабанов Ю.П.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 152.
4. *Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И.* ЖЭТФ, 1982, **82**, 2007.
5. *Игнатченко В.А., Ким П.Д.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 2283.
6. *Никифоров А.В., Сонин Э.Б.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 642.
7. *Jantz W., Slonczewski J.C., Argyle B.E.* Journ. of Magn. and Magn. Mater., 1981, **23**, 8.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 мая 1984 г.