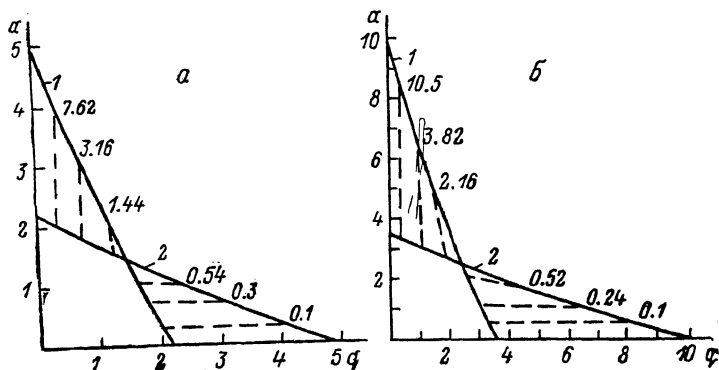


В соотношениях (5) a и q берутся по модулю. На рисунке приведены рассчитанные по соотношениям (5) «линии вершин» общих зон стабильности для осесимметричного анализатора (а) и для фильтра масс (б). Кривые 1 рассчитаны по первому соотношению системы (5), кривые 2 — по второму. $p_0=1$ (а) и 0 (б).



Линии вершин общих зон стабильности для осесимметричного анализатора (а) и фильтра масс (б).

На рисунке вершины общей зоны стабильности при различных скважностях импульсного сигнала соединены штриховыми линиями и вблизи них приведены соответствующие значения параметра λ .

Заключение

В работе получены простые выражения, описывающие конфигурацию границ зон стабильности для любых типов гиперболических анализаторов при импульсном питании. Приведены соотношения, описывающие «линии вершин» общих зон стабильности для любых геометрических особенностей электродной системы и при любых скважностях импульсного сигнала.

Литература

- [1] Шеретов Э. П. Измерения, контроль, автоматизация. 1980, № 11—12, с. 29—43.
- [2] Stafford G. C., Jr. Kelly P. E., Syka J. E. P. et al. Int. J. Mass Spectr. and Ion Proc., 1984, N 60 p. 85—98.
- [3] Сурков Ю. А., Иванова В. Ф., Пудов А. Н. и др. Письма в астроф. журн., 1986, т. 12, № 2, с. 110—113.
- [4] Шеретов Э. П., Терентьев В. И. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, с. 953—962.
- [5] Шеретов Э. П., Веселкин Н. В., Сафонов М. П. А. С. 1088090. Оpubл. в БИ, 1984, № 15.
- [6] Шеретов Э. П. ЖТФ, 1978, т. 48, № 7, с. 1360—1365.

Рязанский
радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
28 июля 1987 г.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ В СИЛЬНОМ ИМПУЛЬСНОМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. А. Мишин, Е. Г. Рудашевский

В последнее время появился ряд работ [1—3], в которых исследуется процесс перемагничивания тонких магнитных пленок на основе ИЖГ. Пленки перед приложением импульсного поля ~ 1 кЭ однородно намагничиваются в слабом поле, а после включения импульса магнитного поля противоположной полярности наблюдается ряд явлений, зависящих от амплитуды и формы импульса, в частности, так называемая волна опрокидывания магнитного момента, распространяющаяся со сверхвысокими скоростями. В указанных работах обнаружена также сильная зависимость характера этой волны от степени неоднородности поля. В данной работе

предлагается простая модель, которая, если ее применить для объяснения экспериментальных результатов, может послужить основой для объяснения и расчета высоких скоростей движения волны окисления. В предлагаемой модели высокие скорости объясняются как чисто геометрический эффект движения точки пересечения линии устойчивости однородной фазы и кривой изохронных значений внешнего магнитного поля.

Рассмотрим самый простой случай одноосной магнитной пленки с легкой осью, перпендикулярной поверхности, т. е. константа одноосной анизотропии положительна, а остальные константы равны нулю. Предполагаем, что фактор качества материала достаточно велик, и поэтому не учитываем влияние полей рассеяния. В этом случае, как хорошо известно [4], термодинамически устойчивое направление намагниченности определяется величиной проекций магнитного поля H_z и H_r (z, r — цилиндрические координаты; ось z перпендикулярна пленке), причем одновременно могут существовать как одна, так и две фазы; в последнем случае обра-

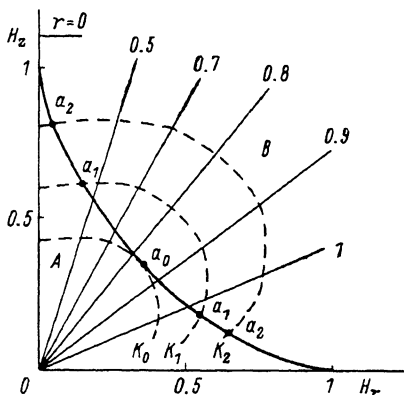


Рис. 1.

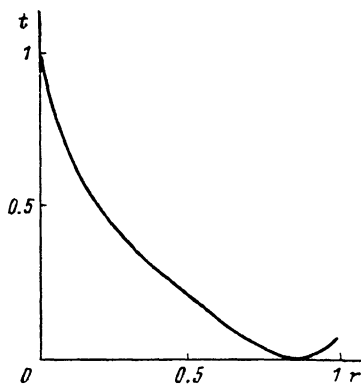


Рис. 2.

зец может разбиться на домены. В плоскости переменных H_z, H_r область, где может существовать только одна фаза, и область метастабильных состояний разделяет кривая, определяемая уравнением

$$H_z^{2/3} + H_r^{2/3} = 1, \quad (1)$$

поле анизотропии H_z полагаем равным единице. На рис. 1 эта кривая показана сплошной линией, причем в области A возможны два состояния A_1 и A_2 , а в области B только одно. Одно из двух состояний, пусть это будет A_1 , переходит в B плавно, без скачков. Для другого состояния A_2 кривая (1) является линией устойчивости: если точка, изображающая значение параметров внешнего поля, пересекает эту кривую, то намагниченность скачком изменяет направление. Например, если $H_r=0$, то скачок на 180° будет происходить при $H_z=H_{z1}=1$.

В рамках этой модели рассмотрим процесс перемагничивания. В начальный момент времени все участки пленки находятся во внешнем поле $H_z=0, H_r=0$; напомним, что полями рассеяния мы пренебрегаем. Учет других вариантов, например $H_z \neq 0$, делается элементарно. Таким образом, в начальный момент времени каждый участок пленки находится в состоянии A_2 и отображается на плоскости H_z, H_r в начало координат. Будем рассматривать такой случай, когда внешнее поле нарастает так быстро, что перемагничивание каждого участка пленки происходит независимо друг от друга и возникает в момент потери устойчивости фазы A_2 . Обычно длительность импульса составляет несколько наносекунд и более, а время переворота спина существенно меньше, поэтому в этом временном масштабе скачок из A_2 в B можно считать мгновенным. Если внешнее поле неоднородно и аксиально-симметрично, то можно построить кривые изохронных значений внешнего поля K_0, K_1, K_2 на рис. 1. Каждая точка (H_z, H_r) такой кривой соответствует участку пленки, находящемуся на расстоянии r от центра, в котором значения внешнего поля как раз равны H_z, H_r . Если внешнее поле создается одной катушкой, то в течение импульса геометрия поля не изменяется, т. е. отношение H_z/H_r в заданной точке остается постоянным. В связи с этим все изохронные кривые линейно подобны, а точки, соответствующие какому-то определенному радиусу, лежат на прямой $H_z/H_r = \text{const}$. Если ток в катушке нарастает линейно, то расстояние вдоль такой прямой от начала координат до изохронной кривой пропорционально времени. На рис. 1 изохронные кривые построены для магнитного поля, создаваемого кольцом с током радиуса $r=1$, причем пленка расположена в плоскости $z=0.4$. Таким образом, изохронные кривые как бы «разду-

ваются» из центра координат, а в тот момент, когда происходит пересечение изохронной кривой и линии стабильности (точки a_0, a_1, a_2), происходит скачок вектора намагниченности в соответствующей точке пленки.

Исходя из этих соображений, на рис. 2 показана зависимость момента времени t потери устойчивости фазы A_2 от радиуса пленки. Видно, что перемагничивание начинается вблизи края катушки, что соответствует экспериментальным данным.

В заключение необходимо отметить следующие моменты. Во-первых, высокая скорость волны опрокидывания определяется тем, насколько близко изохронная кривая подобна кривой потери устойчивости, в частности даже в сильно неоднородном поле пленка может перемагничиваться практически одновременно по всей поверхности. Во-вторых, можно использовать методику импульсного перемагничивания в неоднородном поле для изучения реальной фазовой диаграммы магнитного материала. Отметим, что рассмотренное явление эквивалентно эффекту «ножниц», когда точка среза может двигаться со скоростью, значительно превышающей скорость сближения двух половинок ножниц.

Авторы глубоко признательны академику А. М. Прохорову за постоянное внимание к работе и А. Н. Григоренко за обсуждение полученных результатов.

Литература

- [1] Доггинов А. С., Непокойчицкий Г. А. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 1, с. 22—25.
- [2] Куделькин Н. Н., Прохоров А. М., Рандошкин В. В. и др. ДАН СССР, 1985, т. 281, № 4, с. 848—851.
- [3] Колотов О. С., Куделькин Н. Н., Погосев В. А. ЖТФ, 1985, т. 55, № 4, с. 761.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1980.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
3 июля 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ АЗОТА

Н. А. Горбунов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев

Как известно, плазма послесвечения широко используется для исследований элементарных процессов. В частности, разработан метод плазменной электронной спектроскопии [1], который позволяет получать детальную информацию о реакциях, сопровождающихся образованием электронов, из измерений их функции распределения по скоростям (ФРЭС).

В связи с относительно большими заселенностями колебательно- и электронно-возбужденных состояний в послесвечении молекулярных газов следует ожидать гораздо более сложный электронный спектр, чем в атомарных. Кроме того, бестоковая плазма воздуха и его компонентов позволяет моделировать процессы в ионосфере [2], измерение ФРЭС в которой по очевидным причинам затруднено и проведено лишь в нескольких работах [3].

В то же время нам неизвестны экспериментальные работы по определению энергетического распределения электронов в послесвечении молекулярных газов. Целью данного исследования и было измерение ФРЭС в плазме послесвечения азота и выявление ее характерных особенностей.

В связи с ожидаемыми тонкой структурой электронных спектров и малостью полезного сигнала к экспериментальной установке для измерения ФРЭС предъявляются повышенные требования. Как показано в [4], лучшим по энергетическому разрешению, вносимым искажениям и качеству решения обратной задачи является метод численного дифференцирования зондовых вольт-амперных характеристик (ВАХ). Нами была создана схема, позволяющая проводить измерения ФРЭС методом численного дифференцирования с временным разрешением. Ее блок-схема приведена на рис. 1. Она состоит из блока синхронизации 1, блока ступенчатого возрастающего зондового смещения 2, выполненного на основе цифроаналогового преобразователя, и системы регистрации. Схема регистрации состоит из ряда усилителей