

мера, а следовательно, и пробы промежуток могут соответствовать две ситуации: 1) стример успевает преодолеть промежуток за время t , меньшее времени рекомбинации носителей; по нашим данным, $t \leq 10^{-8}$ с; 2) сильное внешнее поле способно производить разогрев носителей на относительно высокоомных участках стримера, тем самым снижая вклад рекомбинации.

Полученное в [7] электрическое упрочнение воды в нано- и микросекундном диапазоне введением в нее добавок дипольных ионов с позиций рассмотренной модели объясняется связыванием ими носителей и накоплением объемного заряда у электрода или в промежутке.

Для построения детальной теории на основе предложенной модели необходимы дальнейшие исследования устойчивости холодной плазмы и ее инжекционной способности.

Отметим, что предлагаемая модель, кроме объяснения геометрии стримера, позволяет также качественно объяснить эффект полярности появления контактных явлений в воде [8]. Для этого достаточно принять во внимание, что у катода имеет место в известной степени противоположная ситуация, а именно присутствует потенциальный барьер для инжектируемых носителей. Т. е. вместо омического контакта, как у анода, на катоде образуется запорный контакт, пробой которого приводит к появлению связанного отрицательного объемного заряда, препятствующего дальнейшему развитию катодных стримеров.

Авторы выражают признательность Г. С. Кучинскому и Е. А. Морозову за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

- [1] Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975. 256 с.
- [2] Адамчевский И. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л.: Энергия, 1972. 294 с.
- [3] Коробейников С. М., Яншин К. В., Яншин Э. В. В кн.: Импульсный разряд в диэлектриках. Новосибирск: Наука, 1985. 160 с.
- [4] Кускова Н. И. ЖТФ, 1983, т. 53, № 5, с. 924—925.
- [5] Адамсон А. Физическая химия поверхности. М.: Мир, 1979. 568 с.
- [6] Харт Э., Анбар М. Гидратированный электрон. М.: Атомиздат, 1973. 279 с.
- [7] Кучинский Г. С., Морозов Е. А. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 24, с. 1526—1531.
- [8] Лопатын В. В., Ушаков В. Я., Черненко В. П. Изв. вузов. Физика, 1975, № 3, с. 99—106.

Научно-исследовательский институт
высоких напряжений при Томском
политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
30 декабря 1986 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ЦМДСОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК

М. М. Червинский, Л. А. Иевенко, В. А. Панов, Н. В. Малых,
Е. Л. Гаврилов, П. И. Окун

Существующие способы реализации магнитооптического (МО) метода измерения локальных параметров магнитной анизотропии пленок, содержащих цилиндрические магнитные домены (ЦМД), неоднократно обсуждались в [1-5]. Ограничения, связанные с их применением, в основном обусловлены трудностями автоматизации измерений, необходимостью механических (угловых) перемещений образца при регистрации ориентационных зависимостей угла МО вращения, неточным измерением показателя преломления материала образца и т. д. Из-за низкой точности измерений по существу можно лишь оценить значение параметра кубической анизотропии K_1 , а определение параметра одноосной анизотропии K_2 обычно производится с относительной погрешностью, не меньшей $10 \cdot 10^{-2}$.

Цель данной работы — показать возможность определения с большей точностью параметров магнитной анизотропии на основе использования МО эффекта Фарадея при нормальном падении излучения.

Рассмотрим перемангничивание монокристаллической феррит-гранатовой пленки, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) (см. рисунок, а). Перемангничивающее поле H_1 расположено в плоскости образца и коллинеарно направлению

{112}, а постоянное поле H_{\perp} . Достаточное для ликвидации доменной структуры, параллельно направлению [111]. При изменении величины и знака H_{\parallel} вектор намагниченности M_S вращается в плоскости (110), в которой располагаются две оси [111] и [111], соответствующие минимуму энергии кубической анизотропии. Таким образом, нормальная к плоскости образца компонента намагниченности $M_z = M_S \cos \alpha$ а зависит от H_{\parallel} , где α — полярный угол $\alpha = \widehat{(M_S, z)}$, а z совпадает с [111]. Поскольку МОЭффект Фарадея при нормальном падении излучения пропорционален M_z , регистрируя кривую намагничивания (см. рисунок, б), можно получить значение $\cos \alpha$. В общем случае при произвольном α на M_S действуют H_{\parallel} , H_{\perp} , а также эффективные поля размагничивания H_p , перпендикулярной H_{\parallel} и кубической H_x анизотропии. Условием равновесия M_S является минимум свободной энергии

$$d(E_{H_{\parallel}} + E_{H_{\perp}} + E_p + E_x + E_x) da = 0,$$

соответственно

$$M_S H_{\parallel} \cos \alpha - M_S H_{\perp} \sin \alpha + \frac{1}{2} N_z M_S^2 \sin 2\alpha - K_x \sin 2\alpha + \frac{1}{4} K_{\perp} \left[\sin 2(\alpha + \alpha_0/2) - \frac{3}{2} \sin 4(\alpha + \alpha_0/2) \right] = 0, \quad (1)$$

где $N_z \approx 1$ — размагничивающий фактор, $\alpha_0 = 70.53^\circ$ — угол между направлениями [111] и [111]. Преобразуем (1)

$$H_{\parallel} \cos \alpha - H_{\perp} \sin \alpha - \frac{1}{2} (H_x - H_p) \sin 2\alpha + \frac{3}{16} H_x \left[\sin 2(\alpha + \alpha_0/2) - \frac{3}{2} \sin 4(\alpha + \alpha_0/2) \right] = 0. \quad (2)$$

Функция при H_x равна нулю для $\alpha = 0, (\pi/2 - \alpha_0/2), (-\alpha_0), (-\alpha_0/2)$. По условиям эксперимента удобно использовать $\alpha = -\alpha_0/2$, тогда получим

$$H_x - H_p = -2 \left(H_{\parallel}^* \cos \frac{\alpha_0}{2} + H_{\perp} \sin \frac{\alpha_0}{2} \right) / \sin \alpha_0, \quad (3)$$

где H_{\parallel}^* определяется при $\alpha = -\alpha_0/2$ по зарегистрированной кривой $\cos \alpha = f(H_{\parallel})$. Подставив в (2) $\alpha = \pm \alpha$ и сложив полученные уравнения, найдем

$$H_x = 8 (H_{\parallel}' + H_{\parallel}'') \cos \alpha / [3 \sin \alpha_0 (3 \cos \alpha_0 \cos 4\alpha - \cos 2\alpha)], \quad (4)$$

где H_{\parallel}' , H_{\parallel}'' определяются при $\alpha = \pm \alpha$ соответственно по кривой $\cos \alpha = f(H_{\parallel})$.

Для экспериментальной проверки данной методики использованы монокристаллические пленки ферритов-гранатов трех составов, выращенные в плоскости (111). Измерения проводились в квазистатическом режиме перемагничивания на магнитополяриметре МПМКФ-02, оснащенный намагничивающей системой из постоянного магнита для создания смещающего поля $H_{\perp} = 28$ кА/м, и электромагнита с полюсными наконечниками, обеспечивающими достаточно однородное H_{\parallel} (неоднородность не более $5 \cdot 10^{-3}$ мм $^{-1}$). Измерение H_{\parallel} осуществлялось с помощью прибора Ш1-9 с относительной погрешностью $\delta(H_{\parallel}) \leq 1 \cdot 10^{-3}$. Диаметр освещенного участка образца составлял около 1 мм. Относительная погрешность измерения $\cos \alpha = M_z/M_S$ определялась по выражению

$$\delta(\cos \alpha) \leq (0.5 + 1.2/\alpha) \cdot 10^{-2},$$

полученному в результате метрологического исследования МПМКФ-02, где α выражено в минутах. Погрешность измерения H_{\perp} и определения M_S (по методикам [6, 7]) составляла

Образец	h, мкм	2b, мкм	$\gamma, \frac{\Gamma \text{Гц} \cdot \text{м}}{\text{А}} \cdot 10^4$	M_S , кА/м		H_{\parallel} , кА/м			H_x , кА/м	
				[°]	[']	МО	РЧ	ФМР	МО	ФМР
(Y, Sm, Lu) $_3$ · (Fe, Ga) $_5$ O $_{12}$	4.36	6.6	2.08	248	250	187	178	172	21.5	19.4
(Y, Eu, Tm, Ca) $_3$ · (Fe, Ge) $_5$ O $_{12}$	5.38	10.2	2.12	182	192	103	99.3	91.2	13.7	12.1
(Bi, Tm) $_3$ · (Fe, Ga) $_5$ O $_{12}$	5.37	34.6	1.0	83	87	250	> 240	—	12.8	—

соответственно $\delta(H_{\perp}) \approx 5 \cdot 10^{-2}$ и $\delta(M_S) \approx 6 \cdot 10^{-2}$. Нормализация кривой $\cos \alpha = f(H_{\perp})$ достигалась путем извлечения смещающего постоянного магнита (при этом $H_{\perp} = 0$) из зазора электромагнита и регистрации МО сигнала, соответствующего размагниченному состоянию образца.

Результаты расчетов по выражениям (3) и (4), полученные при обработке кривых перемагничивания, приведены в таблице. Здесь h — толщина образца; $2\bar{\omega}$ — среднее значение периода страйп-структуры; МО, РЧ, ФМР — данные, полученные из измерений по магнитооптическому, радиочастотному [8] и методу ферромагнитного резонанса соответственно. Гиромангнитное отношение γ определялось по измеренным значениям напряженности резонансного поля на ФМР при частотах 9.4 и 11.2 ГГц. Значения H_{\parallel} и H_{\perp} на ФМР определялись на частоте 9.4 ГГц при двух ориентациях образца.

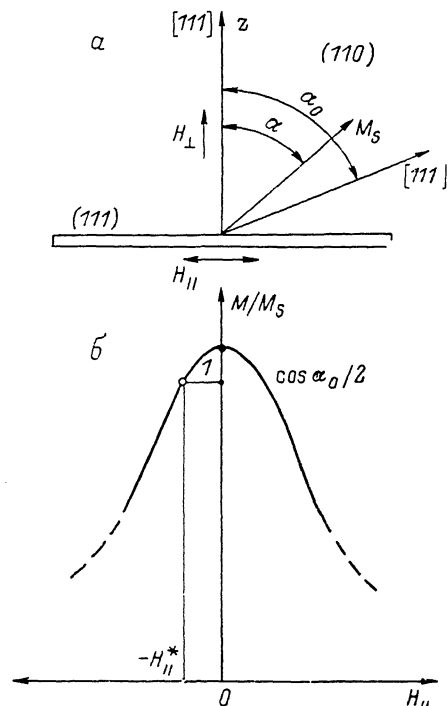
Значение H_{\parallel} по РЧ методике [8] определялось путем регистрации изменения поглощения высокочастотной мощности при намагничивании образца в его плоскости. Измерения проводились на радиоспектрометре автодвигного типа на частоте 60 МГц.

Поскольку диаметр образцов был близок к 5 мм, поправкой на отличие N_z от единицы, составлявшей около $1 \cdot 10^{-2}$, можно было пренебречь при определении M_S . Для более полного исключения влияния ромбической анизотропии (обычно малой в пленках, выращенных в тригональной плоскости) образец вырезался из того участка заготовки, где двойное лучепреломление при ее радиальном перемещении оказывалось минимальным. Для точной ориентации H_{\parallel} относительно выбранного направления намагничивания использовалась методика, предложенная в [2].

Относительное среднеквадратическое отклонение результата косвенных измерений H_{\parallel} и H_{\perp} будет

$$\delta(H_{\parallel}) = [(3.3 |H_{\parallel}^*| + 1.2 H_{\perp})^2 \delta^2(\cos \alpha) + 3(H_{\parallel}^*)^2 \delta^2(H_{\parallel}^*) + 1.5 H_{\perp}^2 \delta^2(H_{\perp}) + M_S^2 \delta^2(M_S)]^{1/2} / H_{\parallel} \quad (5)$$

$$\delta(H_{\perp}) |_{\alpha=\pi/8} \approx \left[100 \delta^2(\cos \alpha) + 4 \frac{H_{\parallel}^2}{(H_{\parallel}^* + H_{\parallel}^*)^2} \delta^2(H_{\parallel}) \right]^{1/2}, \quad (6)$$



Расположение M_S $H_{\parallel, \perp}$ (а) и кривая перемагничивания пленки (б).

где $H_{\parallel} = H'_{\parallel} \approx |H''_{\parallel}|$; угол $\alpha = \pi/8$ близок к оптимальному, при котором для исследованных образцов достигается наибольшая точность измерения.

Оценки, выполненные по выражениям (5) и (6), показывают, что при граничных значениях $H_{\parallel}^* = 80 \div 160$, $H'_{\parallel} \approx H''_{\parallel} = 40 \div 120$, $H'_{\parallel} + H''_{\parallel} = 3.2 \div 6.4$ кА/м, типичных для исследованных образцов, $\delta(H_{\parallel}) \leq 3.5 \cdot 10^{-2}$, $\delta(H_{\perp}) \leq 9 \cdot 10^{-2}$, причем доминирующей является составляющая, обусловленная погрешностью измерения H_{\parallel} . Аналогичный графоаналитический способ, упомянутый авторами [5], позволяет определять $(H_{\parallel} - H_{\parallel})$ и H_{\perp} с погрешностью соответственно $(5 \div 10) \cdot 10^{-2}$ и $(15 \div 20) \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, использование соотношений (3) и (4) позволяет определить K_{\parallel} и K_{\perp} с относительным среднеквадратическим отклонением $\delta(K_{\parallel}) \leq 7 \cdot 10^{-2}$ и $\delta(K_{\perp}) \leq 11 \cdot 10^{-2}$, причем применение описанного МО метода дает возможность полностью автоматизировать процесс измерения.

Литература

[1] Shumate P. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 7, p. 3323—3331.
 [2] Krumme J., Hansen P., Habesckamp J. Phys. Stat. Sol., 1972, v. 12, N 2, p. 483—490.
 [3] Enoch R., Jones M. J. Phys. E. Sci. Instrum, 1975, v. 8, N 4, p. 334—336.
 [4] Боков В. А., Яценко В. А., Быстров М. В. Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 12, с. 696—698.
 [5] Nymata T., Ohbyuchi Y., Sakurai Y. Jap. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, N 2, p. 289—293.

- [6] Shaw R., Hill D., Sandfort R., Moody J. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 5, p. 2346—2349.
 [7] Thiele A. Bell. Syst. Tech. J., 1969, v. 48, N 10, p. 3287—3385.
 [8] Иевенко Л. А., Кожухарь А. Ю., Моцалков А. В. Тез. докл. VI Всес. научно-техн. конф. «Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры». Л., 1983, с. 197.

Научно-производственное объединение
 «ВНИИМ им. Д. И. Менделеева»
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 7 января 1987 г.

УДК 533.525

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

СИЛЬНОТОЧНЫЙ МАГНЕТРОННЫЙ РАЗРЯД В ПЛАЗМЕННОМ ЭМИТТЕРЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Е. М. Окс, А. А. Чагин

В настоящее время релятивистские электронные пучки для СВЧ электроники генерируются в системах с термоэмиссионными [1] и взрывоэмиссионными [2] катодами. Переход в микросекундный диапазон длительностей импульса электронного тока делает целесообразным использование для этих целей эмиттеров электронов, основанных на отборе частиц из плазмы газового разряда с холодным катодом [3]. Для генерации трубчатого пучка в плазменном эмиттере электронов предпочтительнее применение разряда, возбуждаемого в кольцевом зазоре. Поскольку в СВЧ приборах электронный пучок транспортируется в продольном магнитном поле, по-видимому, целесообразно использование этого поля и в разрядном промежутке. Этим двум условиям в полной мере соответствует тлеющий разряд в скрещенных $E \times H$ полях магнетронного типа в коаксиальной цилиндрической геометрии [4]. Для получения сильноточного пучка в плазменном эмиттере электронов необходимо зажигание разряда по крайней мере при тех же значениях тока. Однако в рабочей области давлений плазменного эмиттера сильноточный магнетронный разряд зажигался только в системе плоских электродов [5].

Целью настоящей работы является реализация сильноточного магнетрона цилиндрической геометрии в плазменном эмиттере электронов и исследование его эмиссионных свойств.

В устройстве (рис. 1) импульсный разряд зажигался между коаксиальными цилиндрическими электродами. В эмиссионном электроде 4 выполнена соосная с разрядным промежутком кольцевая щель. В ряде случаев щель перекрывалась металлической сеткой 5 с размерами ячейки 0.5×0.5 мм и геометрической прозрачностью 0.6. Электрод 4 соединялся с катодом или с анодом. Отбор электронов осуществлялся на коллектор 6. Вследствие малой проводимости кольцевой щели при используемых расходах рабочего газа (аргона) его давление в разрядной камере достигало 0.1 Па, тогда как в ускоряющем промежутке оно не превышало 0.02 Па. Магнитное поле в разрядной камере и ускоряющем промежутке создавалось разрядом емкости через катушки 7 и 8 соответственно. Длительность тока в катушках (3 мс) намного превышала время горения разряда τ_n , причем разряд инициировался с задержкой, превышающей фронт импульса $V(t)$. Как видно из рис. 1, разряд возбуждался в электродной системе типа «обращенный магнетрон» (анод внутри катода). В этом случае значительно повышается эффективность взаимодействия эмиттированных катодом электронов с магнит-

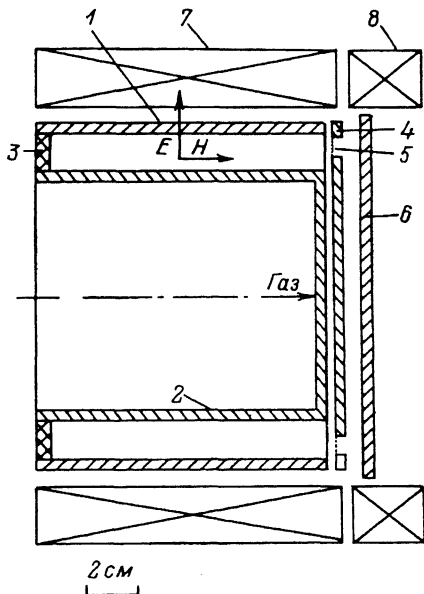


Рис. 1. Плазменный эмиттер электронов.

1 — катод; 2 — анод; 3 — диэлектрический торец; 4 — торцевой эмиссионный электрод; 5 — сетка; 6 — коллектор; 7, 8 — катушки.