

добротности (рис. 2, б, в), в частности для схемы с вращающейся призмой (зеркалом). Наличие двух близко расположенных ($\Delta t \approx 30$ нсек) гигантских импульсов можно объяснить тем, что сначала генерирует «хорошая» часть рубинового стержня, а затем часть с худшим качеством (использовался рубин с плохой однородностью — 20 колец на интерферограмме). Заметим, что медленный участок в просветлении фильтра можно, очевидно, устранить, если просветлять его внешним иницирующим импульсом с фронтом порядка единиц нсекунд. В самом лазере с фильтром такой импульс создать невозможно, даже если вводить отражающие поверхности, обеспечивающие генерацию на определенных участках резонатора (например, между выходным зеркалом и окном кюветы с фильтром). Проведенная нами оптимизация лазера с фильтром это подтверждает.

Оптимальным оказался следующий режим работы лазера с фильтром. Энергия накачки и коэффициент отражения выходного зеркала должны быть такими, чтобы лазер, образованный торцом рубинового стержня и выходным зеркалом, находился ниже порога генерации. Если добавление зеркала с коэффициентом отражения $R_{эфф}$ подводит генератор к порогу, то коэффициент начального пропускания T фильтра Φ (см. рис. 1) должен быть таким, чтобы $R_1 T^2 \approx R_{эфф}$, где R_1 — коэффициент отражения зеркала Z_1 . Кювета с фильтром должна быть просветлена либо разъюстирована.

Сравнение различных фильтров дало следующие результаты. Растворы фталоцианина ванадила в нитробензоле и фталоцианина циркония в нитробензоле и бензиновом спирте, имеющие относительно узкую линию поглощения (рис. 3), максимум которой близок к длине волны лазера, обеспечивают генерацию мощных гигантских импульсов. С помощью растворов фталоцианина хлоралюминия в нитробензоле и этиловом спирте, фталоцианина циркония — в толуоле и этиловом спирте получены гигантские импульсы с мощностью, на один-два порядка уступающей мощности, полученной с помощью первых трех фильтров. В качестве критерия параметров кривых поглощения фильтра для того, чтобы данный фильтр был хорошим модулятором добротности лазера, можно считать ширину кривой поглощения $\Delta\lambda < 300$ Å и смещение пика поглощения относительно длины волны лазера $\delta\lambda < 50$ Å. Такая зависимость характеристик лазера от ширины и положения кривой поглощения фильтра говорит, по-видимому, о том, что просветляется вся полоса поглощения, а не отдельный ее участок.

Наилучшие результаты, полученные в данных экспериментах, сведены в таблицу.

Фильтр	Фталоцианин ванадила в нитробензоле	Фталоцианин циркония в нитробензоле	Фталоцианин циркония в бензиловом спирте
Мощность, Мвт	70	70	55

Энергия накачки 12 кдж, начальное пропускание фильтров $T=12\%$. Наблюдалась искра в фокусе линзы с $F=20$ см.

В заключение авторы приносят благодарность С. А. Ахманову и Р. В. Хохлову за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sorokin P. P., Luzzi J. J., Lankard J. R., Pettit G. D. GBM Journ. of Res. and Dev., 8, No. 2, 182, 1964.
2. Kafalas P., Masters J. T., Murray E. M. JAP. 35, No. 8, 1964.
3. Masters J. T., Kafalas P., Murray E. Bull. Am. Soc., 9, 66, 1964.
4. Гаврилов, Грязнов, Лебедев, Частов. ЖЭТФ, 48, вып. 2, 1965.
5. Малышев В. И., Маркин А. С., Петров В. С. ЖЭТФ, 1, № 3, 1965.
6. Плюшев В. Е., Шкловер Л. П., Роздин И. А. «Журн. неорганической химии», 9, 125, 1964.

Поступила в редакцию
22. 9 1965 г.

Кафедра
волновых процессов

Г. П. ЖИГАЛЬСКИЙ, В. В. ПОТЕМКИН

УДК 539.216.22 : 539

ШУМЫ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

До настоящего времени в опубликованной литературе не имеется сведений о характере шумов циклического перемангничивания тонких магнитных пленок, который определяет уровень собственных шумов тонкопленочных параметров [1, 2], используе-

мых в быстродействующих вычислительных машинах, как элемент логики [3]. Этот вопрос представляет практический интерес в связи с широкой перспективой применения параметронов в вычислительной технике [4].

Данное сообщение посвящено экспериментальному исследованию шумов циклического перемагничивания тонких ферромагнитных пленок.

Исследовались пленки, изготовленные в лаборатории проф. Р. В. Телеснина методом термического напыления пермаллоя марки 79НМА в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. на стеклянные оптически отполированные подложки. Напыление производилось во внешнем магнитном поле 100 эрст при температуре подложки 200°C . Размеры пленок: диаметр 10 мм, толщина от 1000 до 2000 Å. Пленка помещалась внутри плоской катушки, и ее перемагничивание осуществлялось переменным магнитным полем H_p , возникающим при пропускании переменного тока по обмотке катушки. Для регистрации шума, обусловленного перемагничиванием, использовалась вторая плоская катушка, витки которой располагались в непосредственной близости от пленки и перпендикулярно виткам перемагничивающей катушки для исключения индуктивной связи между ними. Постоянное магнитное поле создавалось кольцами Гельмгольца.

Шумовая э. д. с. индукции регистрационной катушки через чувствительный усилительный каскад подавалась на анализатор спектра, полоса пропускания которого составляла 500 гц.

Исследования спектральной плотности шума производились при перемагничивании пленки вдоль трудной и легкой осей намагничивания.

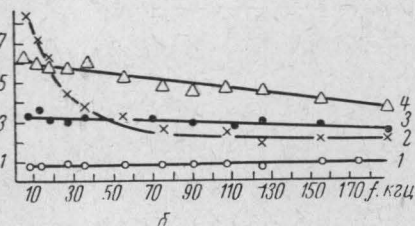
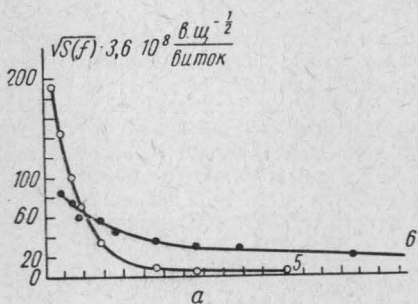


Рис. 1. Спектральная плотность шума пленки $d = 1270 \text{ \AA}$, $H_c = 1,14 \text{ эрст}$, $H_k = 3,3 \text{ эрст}$, $f_p = 14 \text{ мГц}$, а — при перемагничивании вдоль легкой оси, б — при перемагничивании вдоль трудной оси. 1 — $H_p = 5 \text{ эрст}$, $H_0 = 0$, 2 — $H_p = 3 \text{ эрст}$, $H_0 = 0$, 3 — $H_p = 5$ и $H_0 = 1,2 \text{ эрст}$, 4 — $H_p = 3$ и $H_0 = 1,5 \text{ эрст}$, 5 — $H_p = 5 \text{ эрст}$, $H_0 = 0$, 6 — $H_p = 5$ и $H_0 = 0,5 \text{ эрст}$

Результаты измерений приведены на рисунке. Как видно из этих экспериментальных данных, шум в значительной степени зависит от направления перемагничивающего поля и величин постоянного и переменных полей. Характер шумов циклического перемагничивания не имеет однозначного объяснения и зависит от многих факторов, которые весьма трудно учесть, поскольку они определяются условиями изготовления пленок и условиями образования доменов. Но можно установить некоторые общие закономерности изменения шума от величины и направления внешних магнитных полей.

Во-первых, при перемагничивании всех пленок вдоль оси легкого намагничивания спектральная плотность шума возрастает при низких частотах для амплитуд переменных полей H_p до 6 эрст, если постоянное поле H_0 равно нулю. Под воздействием постоянного поля происходит выравнивание спектра (кривая 6).

Во-вторых, при перемагничивании вдоль трудной оси при больших амплитудах H_p , спектр принимает равномерный характер в отсутствие постоянного поля (кривая 1). При наличии постоянного поля спектр становится равномерным при меньших амплитудах перемагничивающего поля (кривая 4).

Возрастание шума на низких частотах объясняется преобладающей ролью процессов смещения доменных границ и некогерентного вращения при перемагничивании в достаточно слабых переменных полях. С ростом амплитуды поля роль медленных процессов смещения ослабляется и спектр становится равномерным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pohn A., Read A., Steward R., Schaner R. J. App. Phys. Suppl., 31, No. 5, 119—120, 1960.
2. Соколов В. А., Фельдман Б. Я. «Изв. вузов», радиофизика, 7, № 3, 350—357, 1964.

3. Schauer R., Steward R. Pohm A., Read A. IRE Trans. Electronic Computers **EC-9**, No. 3, 315—320, 1960.

4. Сб. «Тонкие ферромагнитные пленки». Под ред. Р. В. Телеснина. М., ГИТТЛ, 1964.

Поступила в редакцию
10. 12 1965 г.

Кафедра
физики колебаний

Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

УДК 530.145

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРУППЫ СИММЕТРИИ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Предположим, что задано уравнение

$$L\varphi = 0, \quad (1)$$

где L — некоторый оператор, и требуется определить все его группы симметрии. При этом следует отличать случаи линейных уравнений: 1) $L \equiv L_a$ построен только из координат x_α ($\alpha = 1, 2, \dots, n$) и производных $y_\alpha \equiv \partial/\partial x_\alpha$; 2) когда $L \equiv L_b$ помимо x_α, y_α содержит еще некоторый вектор типа γ_α и нелинейных уравнений; 3) когда $L \equiv L_c$ помимо $x_\alpha, y_\alpha, \gamma_\alpha$ содержит еще и искомую функцию φ .

В данной статье рассмотрим случай 1 (т. е. $L \equiv L_a(x_\alpha, y_\alpha)$), причем будем разыскивать только соответствующие группы Ли. Тогда задача сводится к отысканию допустимых алгебр и реализующих их генераторов пространственных групп Ли уравнения (1) [см. 1, 2, 3].

Очевидно, искомые генераторы ρ_α должны быть построены в пространстве

$$1, x_\alpha, y_\alpha \quad (2) \quad [x_\alpha, y_\alpha] = -\delta_{\alpha\beta}. \quad (2')$$

Рассматривая $1, x_\alpha, y_\alpha$ как гиперкомплексные числа, можно поставить вопрос об определении всех независимых элементов алгебры (2'), построенных в пространстве (2). Далее, можно расширить постановку задачи и определить все независимые элементы всевозможных алгебр

$$\{[\rho_\alpha, \rho_\beta] - c_{\alpha\beta\gamma} \rho_\gamma\} \varphi = 0, \quad (3)$$

построенных в пространстве (2). Здесь $c_{\alpha\beta\gamma}$ — так называемые структурные коэффициенты искомой алгебры. Для практической реализации поставленной задачи введем некоторые ограничения.

В пространстве (2) вводим только операции умножения и сложения (вычитания). Это накладывает ограничение на операторы L_a, ρ_α — они могут содержать только целые положительные степени величин.

Даже при указанных ограничениях число возможных операторов, построенных в (2), бесконечно. Расклассифицируем эти операторы по двум признакам: по порядку степени k относительно x_α, y_α и по рангу тензора r . При этом предполагается, что в (2) задана метрика в соответствии с (1) и определено понятие тензора. Для тензоров с $k \leq 2, \tau \leq 2$ имеем, например:

$k \backslash r$	0	1	2
0	1	0	0
1	0	$\left\{ \begin{array}{l} x_\alpha \\ y_\alpha \end{array} \right.$	0
2	$\left\{ \begin{array}{l} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{array} \right.$	0	$\left\{ \begin{array}{l} M_{\alpha\beta} \\ \theta_{\alpha\beta} \\ q_{\alpha\beta} \\ \rho_{\alpha\beta} \end{array} \right.$