

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1968

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Գ. Մ. Ավագյանց, Պ. Հ. Բեգիգանյան, Է. Ս. Բոտուցովյան, Գ. Մ. Ղա-
րիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Գ. Ս. Սանակյան (պատասխա-
նատու խմբագրի տեղակալ), Ռ. Ա. Սաղաթյան (պատասխանատու քար-
տուղար), Հ. Հ. Վաղդանյան, Ն. Մ. Քոչարյան, Յու. Յ. Օրլով

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Г. М. Авакьянц, П. А. Безириания, Э. С. Бурунсузян,
Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редак-
тор), Н. М. Кочарян, Ю. Ф. Орлов, Г. С. Саакян (за-
меститель ответственного редактора), Р. А. Сардарян
(ответственный секретарь).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫМ СЛОЕМ

О. С. ЕРИЦЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрено прохождение плоской электромагнитной волны через плоско-параллельный слой оптически активного вещества. Получены и проанализированы выражения отраженной и проходящей волн.

Для случая одной границы раздела уточнены, с учетом реальной величины параметра гирации, полученные ранее одним из авторов формулы.

В работе рассматривается отражение электромагнитной волны от плоско-параллельного слоя изотропного оптически-активного вещества, а также прохождение волны через такой слой. Ранее в работе [1] эта задача решалась для случая нормального падения.

С учетом реальной величины параметра гирации γ уточнены формулы Френеля для таких сред, полученные ранее одним из авторов [2].

1. Случай одной границы раздела.

Пусть плоская электромагнитная волна произвольной поляризации

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\omega) \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)},$$

$$k = \frac{\omega}{c} n_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}, \quad (1)$$

падает под углом θ на плоскость $z = 0$, разделяющую неактивную среду, занимающую полупространство $z < 0$ и имеющую параметры ϵ_1, μ_1 , и активную среду с параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \gamma$, заполняющую область $z > 0$.

Материальные уравнения поля в активной среде имеют вид [3—4]

$$\vec{D}_2(\omega) = \epsilon_2(\omega) \cdot \vec{E}_2(\omega) + \frac{i\gamma}{k_2} \left[\vec{k}_2 \vec{E}_2(\omega) \right], \quad (2)$$

$$\vec{B}_2(\omega) = \mu_2 \vec{H}_2(\omega),$$

где $\vec{k}_2$ — волновой вектор преломленной в активную среду волны, могущий принимать 2 значения:

$$k_2 = \frac{\omega}{c} n_2^{\pm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_2 (\epsilon_2 \pm \gamma)}. \quad (3)$$

Из граничных условий для компонент волновых векторов получаются известные соотношения

$$\vartheta_1 = \vartheta, \frac{\sin \vartheta_2^+}{\sin \vartheta} = \frac{n_1}{n_2^+}, \quad k_{2z}^+ = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^{+2} - n_1^2 \sin^2 \vartheta}, \quad (4)$$

где ϑ_1 — угол отражения, ϑ_2^+ и ϑ_2^- — углы преломления, соответствующие двум возможным значениям k_{2z} .

Принимая во внимание то, что реально $\gamma \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$, мы можем не учитывать в дальнейшем члены порядка γ^2 , оставляя γ только в первой степени.

Тогда

$$n_2^\pm = n_2 \left(1 \pm \frac{\gamma}{2\varepsilon_2} \right), \quad n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad (5)$$

$$k_{2z}^\pm = \left(1 \pm \frac{\mu_2 \gamma}{2p^2} \right) k_{2z}, \quad k_{2z} = \frac{\omega}{c} p, \quad p = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \vartheta},$$

и из граничных условий для амплитуд отраженной и преломленных волн, которые мы обозначим индексами 1 и 2 соответственно, получим

$$E_{1z} = -\frac{a_2}{a_1} E_z - 2i \frac{\gamma}{\varepsilon_1} \frac{\mu_2 k_z}{n_2 k_{2z}} \frac{\frac{\omega^2}{c^2} n_1^2 \sin^2 \vartheta}{a_1 b_1},$$

$$E_{2z}^\pm = \frac{k_z}{a_1 b_1} \left\{ b_1 E_z \pm i a_1 \frac{\mu_2}{n_2} H_z \mp \gamma \left[\beta E_z \mp i a \frac{\mu_2}{\mu_1} H_z \right] \right\}, \quad (6)$$

где введены обозначения

$$a_{1,2} = k_{2z} \pm \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k_z, \quad a = \frac{\omega}{c} \frac{\mu_2}{2p} + \frac{k_z}{\varepsilon_1},$$

$$b_{1,2} = k_{2z} \pm \frac{\mu_2}{\mu_1} k_z, \quad \beta = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega}{c} \frac{\mu_2}{p} + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} + \frac{\mu_2 k_z}{\varepsilon_2 \mu_1} \right\}. \quad (7)$$

Отраженная волна имеет слабую эллиптическую поляризацию.

Если представить ее в виде

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_1'(\vec{r}, t) + i \vec{E}_1''(\vec{r}, t), \quad (8)$$

то $\frac{|\vec{E}_1''|}{|\vec{E}_1'|} \sim \gamma$.

Основная компонента вектора поляризации $\vec{E}_1'$ лежит в той же плоскости, что и $\vec{E}$.

Две преломленные волны на расстояниях от границы, намного превышающих длину волны, трансформируются в волны, смещенные по фазе на $\frac{\pi}{2}$ и несущие различное количество энергии.

Основная волна с амплитудой $\vec{E}_2'$ несущая практически всю энергию, прошедшую через границу, поляризована по кругу и ее вектор поляризации имеет вид

$$E'_{2z} = \frac{2k_z}{a_1} E_z \cos \left(\frac{\mu_2 \gamma}{2p^2} z \right) - \frac{2k_z}{b_1} H_z \sin \left(\frac{\mu_2 \gamma}{2p^2} z \right), \quad (9)$$

а плоскость поляризации делает один оборот на расстоянии

$$z_0 = \frac{4\pi p^2}{\gamma \mu_2}. \quad (10)$$

Вектор поляризации второй волны имеет амплитуду в $\frac{1}{\gamma}$ раз меньшую и, следовательно, ее энергия в $\frac{1}{\gamma^2}$ раз меньше. Поэтому ее можно не учитывать.

2. Рассмотрим теперь случай, когда поляризованная по y волна ($E = E_y$) проходит через плоско-параллельный слой активного вещества с параметрами ε_2 , μ_2 , γ , ограниченный координатами $0 \leq z \leq d$. Вне слоя неактивная среда с ε_1 и μ_1 . Как и в первой части работы, расчеты будут проведены с учетом малости параметра гирации γ . Волны, отраженные от слоя, будем обозначать индексом 1, волны, прошедшие через слой, индексом 4.

Для компонент электрического поля прошедшей волны получаем

$$E_{4y} = \frac{32 \mu_2 k_{2z} k_z}{\Delta_0 \mu_1} E_y \cdot \cos(\Delta k_{2z} d) \times \\ \times \left[\left(2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k_{2z} k_z \cos k_{2z} d \right)^2 + \left(k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} k_z^2 \right) \sin^2 k_{2z} d \right]^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i\psi_{4y}} \cdot e^{-ik_z d}, \\ E_{4x} = - \frac{32 k_{2z} k_z^2}{k_2 \Delta_0} \cdot \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} \cdot E_y \cdot \sin(\Delta k_{2z} d) \times \\ \times \left[\left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 \cdot k_{2z}^2 \sin^2 k_{2z} d + \left(k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_z^2 \right) \cos^2 k_{2z} d \right]^{\frac{1}{2}} \cdot e^{i\psi_{4x}} \cdot e^{-ik_z d},$$

где

$$\Delta k_{2z} = \frac{1}{2} (k_{2z}^+ - k_{2z}^-) = \frac{\mu_2 \gamma k_{2z}}{2p^2}, \\ \Delta_0 = \sqrt{D_1^2 + D_2^2} \cdot e^{i \arctg \frac{D_2}{D_1}}, \\ D_1 = 8 \left[\left(k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_z^2 \right)^2 + k_{2z}^2 k_z^2 \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right)^2 \right] \cos 2k_{2z} d - \\ - 8k_{2z}^2 k_z^2 \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^2 - 8 \left(k_{2z}^2 - \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_z^2 \right)^2 \cos 2\Delta k_{2z} d, \\ D_2 = -16 \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) k_z k_{2z} \left(k_{2z}^2 + \frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1} k_z^2 \right) \sin 2k_{2z} d, \\ \psi_{4y} = - \arctg \left(\frac{k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} k_z^2}{2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k_{2z} k_z} \operatorname{tg} k_{2z} d \right),$$

$$\psi_{4x} = -\arctg \left[\frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) k_z k_{2z}}{k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_z^2} \operatorname{tg} k_{2z} d \right].$$

Поворот плоскости поляризации прошедшей волны определяется отношением

$$\psi_{\text{прох.}} = \arctg \left| \frac{k E_{4x}}{k_z E_{4y}} \right|. \quad (13)$$

Для отраженной волны получаем

$$E_{1x} = -\frac{16k_{2z} k_z^2}{k_z^2 \Delta_0} E_y \cdot \frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1} \cdot \left(k_{2z}^2 - \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_z^2 \right) \sin 2\Delta k_{2z} d, \\ E_{1y} = -\frac{4E_y}{\Delta_0} \sqrt{D_3^2 + D_4^2} \cdot e^{i \arctg \frac{D_4}{D_3}}, \quad (14)$$

где

$$D_3 = \left(k_{2z}^2 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2} k_z^2 \right) \left(k_{2z}^2 - \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2} k_z^2 \right) [2 \cos (2k_{2z} d) - 1 - \cos (2\Delta k_{2z} d)] - \\ - \left(k_{2z}^2 - \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2} k_z^2 \right) \left(k_{2z}^2 + \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2} k_z^2 \right) (1 - \cos 2\Delta k_{2z} d), \quad (15) \\ D_4 = -2 \left(k_{2z}^2 - \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2} k_z^2 \right) \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k_z k_{2z} \sin 2k_{2z} d.$$

Угол поворота плоскости поляризации отраженной волны, равный

$$\psi_{\text{отр.}} = \arctg \left| \frac{k E_{1x}}{k_z E_{1y}} \right|,$$

пропорционален выражению $\sin \frac{\mu_2 \gamma k_{2z}}{p^2} d$.

ЦНИФТА АН АрмССР

Поступила 13 февраля 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. М. Айвазян, О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, XV, № 4, 1964.
2. О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, XV, № 6, 75, 1962.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
4. Б. М. Болотовский, О. С. Мергелян, Оптика и спектроскопия, XIV, вып. 3, 1963.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՐԹ-ԶՈՒԴԱԶԵՌ
ՕՊՏԻԿԱՊԵՍ ԱԿՏԻՎ ԹԻԹԵՂԻ ՀԵՏ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքների բեկումն ու անդրադարձումն իզոտրոպ միջավայրի և իզոտրոպ, օպտիկական ակտիվ միջավայրի սահմանի վրա: Քննարկված է նաև ալիքի անցումը օպտիկական ակտիվ շերտի միջով: Վերլուծված են անդրադարձած և անցնող ալիքների բեկումնայինները:

THE INTERACTION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE
WITH THE OPTICALLY ACTIVE LAYER

H. S. YERITSIAN and H. S. MERGUELIAN

The passage of the electromagnetic wave through an optically active layer is discussed. The expressions of the passed and reflected waves are obtained and analysed. It is also discussed the case of one boundary and the formulae obtained previously are specified taking into account the real magnitude of the parameter of gyration.

К ВОПРОСУ О СВЕРХСТРУКТУРЕ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗО-КРЕМНИЙ-АЛЮМИНИЙ

С. В. АРУТЮНЯН, Я. П. СЕЛИССКИЙ

На основании данных экспериментов, полученных дебаевским методом, обнаружено, что в тройных твердых растворах Fe—Al—Si существует непрерывная область изоморфных сверхструктур $\text{Fe}_3(\text{Al, Si})$, простирающаяся в треугольнике концентраций между двумя двойными сверхструктурами Fe_3Al и Fe_3Si .

Одновременно методом исследования параметров сверхрешетки компонентов тройного твердого раствора $\text{Fe}_3(\text{Al, Si})$ и согласно результатам Сато и Ямамото [5] обнаружено, что в стехиометрическом составе тройного твердого раствора $\text{Fe}_3(\text{Al, Si})$ образуется трехкомпонентная сверхструктура Fe_3AlSi с упорядоченным распределением атомов всех трех сортов.

Из рассмотрения результатов подробного исследования электрического сопротивления твердых растворов Fe—Si—Al , богатых Fe, выполненного Масумото [1], вытекает, что в разрезах тройной диаграммы электросопротивление—состав, параллельных стороне Fe—Si , значения электросопротивления проходят через минимум [2]. Положения проекций этих минимумов на плоскость треугольника концентраций соответствуют составам, лежащим на прямой, соединяющей составы двойных сплавов Fe_3Al и Fe_3Si . Таким образом, результаты, полученные Масумото, являются первым указанием на возможность существования упорядоченных структур составов $\text{Fe}_3(\text{Si, Al})$, располагающихся вдоль этой прямой. В дальнейшем одним из авторов [2] рентгенографически было показано существование сверхструктур в области составов, близких к сендасту (9,5% Si, 5,5% Al, остальное Fe) и были обнаружены изменения магнитных свойств этого сплава, связанные с образованием и разрушением сверхструктуры при различных скоростях охлаждения. Позднее Огава и Матсузаки [3] рентгенографически подтвердили существование сверхструктурной фазы типа Fe_3Al в этой области. Влияние скорости охлаждения на образование сверхструктуры в сендасте исследовали Геррод и Хоген [4], которые показали, что сверхструктура в сендасте обладает большой устойчивостью и ее образование не подавляется резкой закалкой от высоких температур в воде и холодной деформацией.

Исследование температурных кривых теплоемкости сплавов $\text{Fe}_3(\text{Al, Si})$, выполненное Сато и Ямамото [5], показало, что при изменении состава от Fe_3Al к Fe_3Si вдоль прямой, соединяющей Fe_3Al и Fe_3Si , температура перехода из упорядоченного в неупорядоченное состояние изменяется более круто, чем температура, определяемая интерполированием по прямой, соединяющей точки перехода для Fe_3Al

и Fe_3Si (T_k для Fe_3Al 550° , тогда как T_k для Fe_3Si выше температуры 1250° перехода в жидкое состояние). Например, для сплава, содержащего 15 ат%/о Al, 10 ат%/о Si, остальное Fe, температура перехода, определяемая интерполированием, $\sim 800^\circ$, тогда как соответствующая температура, найденная экспериментально по пику на температурной кривой теплоемкости, $\sim 900-925^\circ$. К сожалению, данные о температурах перехода для сплавов всего разреза $\text{Fe}_3\text{Al}-\text{Fe}_3\text{Si}$ отсутствуют, что, по-видимому, связано с большими экспериментальными трудностями измерений теплоемкости при высокой температуре. Этот факт указывает на возможность образования в ряду сплавов $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ промежуточной трехкомпонентной сверхструктуры, например, Fe_3AlSi с упорядоченным расположением всех трех сортов атомов.

В связи с этим представляло интерес: 1) получить непосредственное структурное подтверждение существования упорядоченных структур во всем ряду твердых растворов $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ от Fe_3Al до Fe_3Si ; 2) обнаружить эффекты, которые могли бы указать на возникновение промежуточной сверхструктуры с упорядоченным расположением атомов всех компонент сплава. В такой сверхструктуре атомы Al и Si, занимающие узлы в общей ГЦК решетке сверхструктуры типа Fe_3Al (или Fe_3Si), должны размещаться таким образом, что атомы Al и Si будут занимать по две простых кубических подрешетки с удвоенным периодом.

Из чистых шихтовых материалов в высокочастотной индукционной печи были выплавлены сплавы составов, расположенных на прямой, соединяющей двойные стехиометрические составы Fe_3Al и Fe_3Si . Для последующего исследования были отобраны сплавы с суммарным содержанием кремния и алюминия в среднем около 24,5 ат%/о. Слитки были подвергнуты гомогенизирующему отжигу при 1000° , раздроблены на куски и размолоты в шаровой мельнице до получения мелкого порошка, который являлся объектом рентгеноанализа. Порошки, помещенные в эвакуированные кварцевые ампулы, подвергались термической обработке по следующему режиму: $700^\circ-1 \text{ час}+800^\circ-20 \text{ мин}+580^\circ-1 \text{ час}+560^\circ-1 \text{ час}$, охлаждение со скоростью 10 град/час до 200° , далее, печью до комнатной температуры.

Рентгеноанализ производился по методу Дебая в камере с диаметром 114 мм и по методу Престона в камере с диаметром 172 мм на излучении Co при больших содержаниях Al и на излучении Fe при больших содержаниях Si.

Дебаевские рентгенограммы всех исследованных сплавов обнаружили линии, принадлежащие сверхструктуре типа Fe_3Al (или Fe_3Si) и таким образом подтвердили существование непрерывной области упорядоченных структур этого типа у всех сплавов составов $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$. Однако различие интенсивностей линий сверхструктуры у сплавов различного состава было настолько незначительным, что установить какие-либо признаки образования тройной сверхструктуры в районе Fe_3AlSi на основании анализа интенсивности не оказалось возможным.

Составы всех исследованных сплавов и найденные для них значения периода решетки представлены в таблице. С уменьшением содержания Al период решетки тройного твердого раствора понижается. Эта зависимость может быть представлена двумя линейными ветвями (рис. 1), различие в наклоне которых несколько отличается от ошибки экспе-

Таблица

Химический состав и период решетки сплавов

№	Вес % Si	Химический состав				Период решетки А
		вес % Al	ат. % Si	ат. % Al	ат. % Si+Al	
1	—	13,8	—	24,5	24,5	2,8960
2	2,85	10,8	4,95	19,65	24,6	2,8793
3	3,45	10,0	6,0	18,1	24,1	2,8749
4	4,05	10,0	7,06	18,1	25,16	2,8741
5	4,55	9,4	7,9	17,05	24,95	2,8724
6	4,85	8,6	8,5	15,65	24,15	2,8696
7	5,7	8,15	9,9	14,75	24,65	2,8664
8	6,55	7,15	11,42	12,95	24,37	2,8611
9	7,1	6,55	12,35	11,9	24,25	2,8586
10	8,1	6,2	14,05	11,25	25,30	2,8548
11	8,1	5,6	14,15	10,2	24,35	2,8543
12	9,8	4,6	17,0	8,34	25,34	2,8480
13	10,0	4,1	17,4	7,42	24,82	2,8457
14	11,0	3,0	19,2	5,42	24,62	2,8405
15	11,3	2,6	19,7	4,72	24,42	2,8378
16	11,95	2,0	20,8	3,62	24,22	2,8360
17	12,55	1,5	21,83	2,75	24,58	2,8327
18	13,0	1,1	22,62	2,0	24,62	2,8315
19	13,45	0,8	23,5	1,45	24,95	2,8290
20	14,2	—	24,7	—	24,7	2,8258

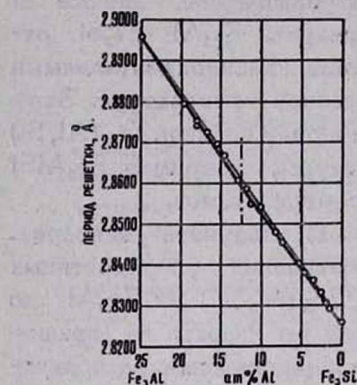


Рис. 1. Зависимость периода решетки от состава сплавов Fe—Si—Al в разрезе Fe₃Al—Fe₃Si.

римента. На участке от 25 до 13 ат. % Al наклон прямой, описывающей понижение периода решетки с уменьшением содержания алюминия, составляет 0,00296 Å/% Al, тогда как на участке от 12 до 0 ат. % Al 0,00264 Å/% Al. Эта разница в величине наклона, незначительно превышающая ошибку опыта, хотя и может быть вызвана, в соответствии с результатами температурных измерений теплоемкости [5], образованием в упорядоченном твердом растворе Fe₃(Al, Si) при стехиометрическом составе Fe₃AlSi трехкомпонентной сверхструктуры с упорядоченным распределением атомов всех трех сортов, однако, естественно, не является доказательством существования такой структуры.

Выводы

1. Показано, что в тройных твердых растворах Fe—Si—Al, богатых железом, существует непрерывная область изоморфных сверхструктур F₃(Al, Si), простирающаяся в треугольнике концентраций между двумя двойными сверхструктурами Fe₃Al и Fe₃Si.

2. Зависимость периода решетки тройных твердых растворов в исследованном разрезе мало отличается от линейной.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Masumoto, *Sciens Rep. Toh. Smp. Un., Handa Volume*, 388 (1953).
2. Я. П. Селицкий, *I. Phys. Sov. Un.*, 4, 566 (1941).
- Я. П. Селицкий, Б. В. Байер, *ЖТФ*, Сборник статей, 13 (1947).
3. S. Ogawa, J. Matsuzaki, *Nippon Kinzoku Gakkai-si* 15, 242 (1951).
4. R. J. Garrod, L. M. Hagan, *Acta Met.*, 2, 887 (1954).
5. H. Sato, H. Jamamoto, *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 65 (1951).

ԵՐԿԱԹ-ՍԻԼԻՑԻՈՒՄ-ԱԼՅՈՒՄԻՆԻՈՒՄ ՀԱՄԱՁՈՒՎԱԾՔԻ
ԳԵՐԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ս. Վ. ՀԱՐՈՒՏՈՒՆԻԱՆ, Յ. Պ. ՍԵԼԻՍԿԻ

Դերայի մեթոդով ստացված փորձնական տվյալների հիման վրա հայտնաբերված է, որ $\text{Fe}-\text{Al}-\text{Si}$ հոսանքի պինդ լուծույթում գոյություն ունի $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ իզոմորֆային զերկառուցվածքի անընդհատ տիրույթ, որը տարածվում է խտացուցիչ եռանկյան Fe_3Al և Fe_3Si երկու կրկնակի զերկառուցվածքների միջև:

Միաժամանակ զերկառուցվածքային ցանցի պարամետրի հետազոտման մեթոդով, և համաձայն Սատոյի և Յամամատոյի [5] ջերմունակության լափման արդյունքի հայտնաբերված է էֆեկտ, որ $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ հոսանքի պինդ լուծույթի ստեխիոմետրիկական բաղադրիչում առաջանում է Fe_6AlSi երեք բաղադրիչային զերկառուցվածք բոլոր երեք բաղադրիչների ատոմների կարգավորված բաշխվածությամբ:

ON THE SUPERSTRUCTURE OF THE IRON-SILICON-
ALUMINIUM ALLOYS

S. V. HAROOTUNIAN and Ya. P. SILISKI

It is shown that in a triple solid solution of $\text{Fe}-\text{Al}-\text{Si}$ exists a continuous domain of isomorphic superstructures $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ spread in the concentration triangle between two double superstructures Fe_3Si , Fe_3Al . At the same time an effect is revealed that in the stoichiometric composition, of the arranged solid solution of $\text{Fe}_3(\text{Al}, \text{Si})$ a three-component superstructure of Fe_6AlSi is formed.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ

П. М. ГЕРУНИ, Р. М. ТИГРАНЯН

Рассматривается стабилизация частоты генераторов СВЧ методом фазовой АПЧ с применением в качестве эталона частоты и фазометра новых волноводных систем на отрезках линий.

Дается расчет узлов схемы, а также оптимальные соотношения между девиацией частоты и передаточными функциями узлов. Анализируются вопросы статической точности работы.

Приводятся результаты экспериментального исследования системы электронной стабилизации кlistронного генератора миллиметрового диапазона. Степень стабильности около 10^{-8} .

Рассматриваемый способ стабилизации частоты особенно перспективен при необходимости перестройки частоты генератора по заданной программе.

1. В в е д е н и е

В настоящее время резко возросла потребность в высокостабильных генераторах СВЧ диапазона вплоть до субмиллиметровых волн. Кроме того, к генераторам часто предъявляются требования перестройки частоты по заданной программе, а также малых габаритов и веса.

Наиболее высокая точность достигается применением метода фазовой автоподстройки частоты. Однако существующие системы [1—4] страдают низкой степенью стабильности (10^{-4}) в диапазоне частот, либо, при реализации высокой стабильности (10^{-9}), работают на одной фиксированной частоте. Кроме того, применяемые при этом частотные дискриминаторы громоздки и имеют ряд конструктивных недостатков. Существует два типа дискриминаторов: с фазовым детектированием и с сигналом ошибки на промежуточной частоте. В последнем случае схема существенно усложняется. Фазовые детекторы на СВЧ выполняются обычно на двойных T -мостах или гибридных кольцах. Первые требуют подстроек в диапазоне, а гибридные кольца могут работать только на одной фиксированной частоте.

В качестве эталонов частоты на СВЧ применяются объемные резонаторы (их добротность при наличии элементов механической перестройки сильно ухудшается) и молекулярные генераторы (не перестраиваются по частоте). Их конструктивная сложность известна.

Рассматриваемая в настоящей работе система фазовой АПЧ отличается конструктивной простотой, высокой точностью и позволяет перестраивать частоту генератора автоматически и без механических подстроек узлов. Оба основных узла дискриминатора — „эталон“ частоты и фазовый детектор — выполнены на отрезках линий передач. Сис-

тема может быть легко реализована во всем СВЧ диапазоне: на дециметровых, сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волнах.

2. Принцип работы. Основные узлы

На рис. 1 представлена блок-схема системы. Часть сигнала генератора Г ответвляется направленным ответвителем НО на „эталон“ частоты Э, преобразующий изменения частоты в изменения фазы. Затем сигнал поступает на фазометр Ф, на выходе которого вырабатывается постоянное напряжение, сигнал ошибки, соответствующий по знаку и амплитуде уходу частоты. „Эталон“ и фазометр выполняют роль дискриминатора. Сигнал ошибки через промежуточное или исполнительное устройство ПУ воздействует в соответствующей фазе на элементы перестройки частоты генератора. В случае отражательных клистронов с электронной настройкой ПУ представляет собой усилитель постоянного тока.

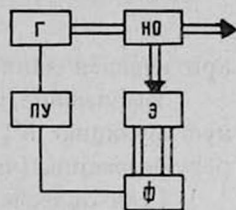


Рис. 1.

а) „Эталон“ частоты представляет собой отрезки волноводов различной длины (рис. 2). Электрическая длина этих отрезков равна

$$OB = \frac{2\pi}{\lambda} l_1; \quad OC = \frac{2\pi}{\lambda} l_2.$$

Сигнал с точек В и С подается на фазометр. Если на данной частоте f_0 в тракте устанавливается длина волны λ_{b0} , то разность фаз в

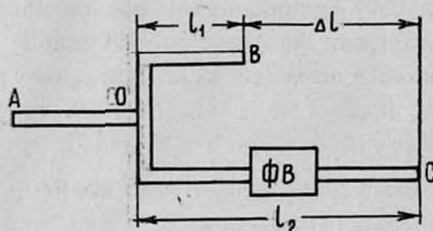


Рис. 2.

точках В и С равна $\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{b0}} \Delta l$. При

изменении частоты изменится и разность фаз. $\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_{b1}} \Delta l$, где $\lambda_{b1} =$

$= \lambda_{b0} \pm \Delta \lambda$ новая длина волны. Изменение разности фаз на фазометре при этом составит $\Delta \varphi = \varphi_1 - \varphi_0 =$
 $= - \frac{2\pi \cdot \Delta l \cdot \Delta \lambda_b}{\lambda_{b0} \cdot \lambda_{b1}}$, где $\Delta \lambda_b = \lambda_{b1} - \lambda_{b0}$.

Знак „минус“ указывает на обратную пропорциональность $\Delta \varphi$ и $\Delta \lambda_b$.

К такому же выражению для $\Delta \varphi$ можно прийти, рассмотрев разность фаз в точке В при изменении частоты:

$$\varphi'_1 = \frac{2\pi l_1}{\lambda_{b1}} \left(\frac{\lambda_{b1}}{\lambda_{b0}} - 1 \right).$$

Точно так же для точки С

$$\varphi'_2 = \frac{2\pi l_2}{\lambda_{b1}} \left(\frac{\lambda_{b1}}{\lambda_{b0}} - 1 \right).$$

Тогда $\varphi'_1 - \varphi'_2 = \Delta \varphi$.

На стабилизируемой частоте $\Delta l = n\lambda_{b0}$, где n — целое число. Тогда $\varphi_0 = 2\pi n$, а

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{\Delta l}{\lambda_0 + \Delta\lambda} - \frac{\Delta l}{\lambda_0} \right) = \frac{2\pi}{V_\phi} \cdot \Delta l \cdot \Delta f,$$

где $\Delta f = f_1 - f_0$, V_ϕ — фазовая скорость в тракте. В коаксиальных и двухпроводных линиях при волне типа *TEM* $V_\phi = c$, где c — скорость света в данной среде. В волноводах $V_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$, где $\lambda_{кр}$ —

критическая длина волны для данного типа колебаний.

Выражение $\Delta\varphi/\Delta f$ представляет собой так называемую передаточную функцию W_1 рассматриваемого узла в системе автоматического регулирования (частоты клистронного генератора).

Для облегчения выполнения соотношения $\Delta l = n\lambda_{b0}$ и получения возможности менять стабилизируемую частоту по заданной программе в один из отрезков тракта, например, *OC* (рис. 2) можно ввести фазовращатель ФВ. При наличии его отпадает также необходимость в точном изготовлении отрезков тракта под заданную частоту. Кроме того, наличие фазовращателя позволит работать всегда на наиболее крутом участке характеристики фазометра т. е. реализовать его предельную чувствительность (см. ниже).

б) Фазометр выполнен также на отрезках линий передач [5]. Четыре отрезка образуют квадратный мост (рис. 3), в плечи *E* и *F* которого включены детекторы D_1 и D_2 , а сигналы подаются на входы *B* и *C*. Отрезок *CF* выполнен из скрученной на 180° секции, что обеспечивает выполнение необходимых фазовых соотношений в неограниченной полосе частот. Если сигналы на входах имеют вид $B \sin \omega t$ и $C \sin (\omega t + \varphi)$, то на детекторы они поступают в виде

$$E = B \sin \omega t + C \sin (\omega t + \varphi) \text{ и } F = B \sin \omega t + C \sin (\omega t + \varphi + \pi)$$

Рис. 3.

соответственно. После детектирования, фильтрации

высокочастотных компонент и вычитания токов в нагрузках детекторов выходное напряжение имеет вид $U = 2BCa_2 \cos \varphi$, где a_2 — коэффициент при квадратичном члене вольт-амперной характеристики детекторов. При наличии фазовращателя ФВ или при внесении некоторой начальной фазы иным путем, будем иметь $U = a \sin \varphi$, где a — некоторая постоянная амплитуда. При изменении разности фаз на выходе эталона на $\pm \Delta\varphi$ напряжение постоянного тока $\pm \Delta U = p \Delta\varphi = W_2 \Delta\varphi$, где W_2 — передаточная функция фазометра, p — крутизна характеристики фазометра $\left(\frac{U}{\text{град}} \right)$.

в) Промежуточное устройство представляет собой усилитель постоянного тока. Передаточную функцию этого узла можно представить в виде $W_3 = \frac{k}{1+s\tau}$, где k — коэффициент усиления, $s = -\frac{1}{\tau}$ — полюс передаточной функции, τ — постоянная времени усилителя.

г) Передаточной функцией отражательного клистрона является в данном случае его характеристика $\Delta f = f(\Delta U_{отр.})$, где $U_{отр.}$ — напряжение на отражателе. В области небольших Δf эту характеристику можно считать линейной и передаточную функцию записать в виде $W_4 = d$, где d — крутизна упомянутой частотной характеристики клистрона.

3. Анализ ошибок и выбор параметров

Статическая ошибка рассматриваемой системы авторегулирования определяется передаточной функцией разомкнутой системы [6]:

$$W = W_1 \cdot W_2 \cdot W_3 \cdot W_4 \quad \text{или}$$

$$W = \frac{2\pi}{V_\phi} \frac{pkd\Delta l}{1+s\tau}.$$

Все узлы рассматриваемой системы являются аperiodическими звеньями 1 порядка. В передаточных функциях W_1 , W_2 , W_4 постоянная времени не учтена, так как эти узлы практически безынерционны (по сравнению с усилителем). Следовательно, верхний частотный предел срабатывания системы будет определяться постоянной времени УПТ $\left(\text{обычно } f_b = \frac{1}{\tau} = 10-100 \text{ кГц} \right)$.

Коэффициент ошибки следящей системы по положению

$$k_n = \lim_{s \rightarrow 0} W = \frac{2\pi}{V_\phi} pkd\Delta l = \text{const.}$$

Коэффициенты ошибок по скорости и ускорению

$$k_v = \lim_{s \rightarrow 0} s \cdot W = 0,$$

$$k_a = \lim_{s \rightarrow 0} s^2 W = 0.$$

Следовательно, имеем статическую систему регулирования. В нашем случае АПЧ она предпочтительнее, нежели астатическая, которая приводила бы к колебаниям частоты.

Статическая система при различных возмущениях поддерживает заданную точность регулируемой величины:

$$\Delta^0_0 = \frac{\Delta p^0_0}{1+D}; \quad D = \frac{2\pi}{V_\phi} pkd\Delta l,$$

где Δ — статическая точность,

Δp — отклонение регулируемой величины в разомкнутой системе,

D — статический коэффициент усиления разомкнутой системы, необходимый для обеспечения заданной точности.

Для повышения точности необходимо выбрать возможно большее значение для D . Входящие в него величины p и d даются выбором фазометра и клистрона. Увеличение коэффициента усиления УПТ связано с его осложнением и, помимо того, ограничивается уровнем шумов на выходе. Так, если потребовать, чтобы флуктуационная ошибка $\sigma_{\Delta\varphi}^2$ не превышала заданного значения $\sigma_{\Delta\varphi}^2_{\text{зад}}$, то коэффициент усиления УПТ можно выбрать из условия [7]:

$$k \leq 2 \frac{U_c^2}{G_{\text{ш}}} \sigma_{\Delta\varphi}^2_{\text{зад}},$$

где U_c — амплитуда входного сигнала,

$G_{\text{ш}}$ — энергетический спектр входного шума,

$\sigma_{\Delta\varphi}^2_{\text{зад}}$ — флуктуационная ошибка фазы, оцениваемая величиной дисперсии.

С другой стороны, увеличение дисперсии шумов на выходе системы сужает полосу удержания [8]

$$\Delta\omega_y = \Omega \left(1 - \frac{\sigma_{\Delta\varphi}}{2} \right),$$

где $\Delta\omega_y$ — полоса удержания,

Ω — полоса удержания при отсутствии помех.

Следующей возможностью увеличения точности является увеличение Δl . Оно ограничивается температурными изменениями Δl . Если исходить из того, что температурные изменения электрической длины Δl не должны давать заметного фазового сдвига, то длина Δl в долях λ может быть выбрана из соотношения

$$n \leq \frac{\Delta\varphi_{\text{доп}}}{2\pi\alpha t^0},$$

где $\Delta\varphi_{\text{доп}}$ — допустимый фазовый сдвиг на входе фазометра,

α — температурный коэффициент линейного расширения материала, из которого выполнена линия передачи (точнее, Δl),

t^0 — амплитуда температурных колебаний „эталоны“ за время работы.

Очевидно, что значение $\Delta\varphi_{\text{доп}}$ не должно превышать то минимальное значение $\Delta\varphi$, на которое рассчитывается вход фазометра. Если, например, принять $\Delta\varphi_{\text{доп}} = 0,1$ град, температурные колебания $\pm 1^\circ\text{C}$, то для латунных волноводов ($\alpha = 18 \cdot 10^{-6}$) будем иметь $n \leq 15,0$.

Для дальнейшего повышения точности следует перейти к диэлектрическим (соответствующим образом металлизированным) материалам для линии передачи, к термостатированию и удлинению Δl .

Эти мероприятия позволяют улучшить Δ примерно на 2—3 порядка.

4. Результаты экспериментального исследования

Рассмотренная система стабилизации частоты была экспериментально испытана с отражательным клистроном в диапазоне миллимет-

ровых волн. При этом других мероприятий по стабилизации (электронная параметрическая, термостатирование „эталоны“ клистрона и др.) предпринято не было. Основные параметры системы имели следующие значения: $\Delta l = 120$ мм ($n = 12,5$); $p = 0,1$ в/рад; $d = 4 \cdot 10^8$ ц/в, $k = 5 \cdot 10^4$. В этом случае $D = 2,88 \cdot 10^5$, $\Delta^0_0 = 3,5 \cdot 10^{-6}$ %. Стабильность частоты будет равна статической точности системы, если частота возмущений не превышает f_b . Следовательно, при частоте возмущений, ниже 10 кГц стабильность частоты клистрона равна $3,5 \cdot 10^{-8}$.

На рис. 4. представлены экспериментальные кривые, характеризующие нестабильность частоты для трех схем стабилизации частоты одного и того же клистрона при изменении такого сильнодействующего фактора как напряжение питающей всю установку сети.

Кривая А получена при электронной стабилизации всех питающих клистрон напряжений за исключением напряжения на отражателе. Стабильность частоты в этом случае при изменении напряжения сети в пределах 90–110 в равна $1,6 \cdot 10^{-3}$.

Кривая В снята при электронной стабилизации всех питающих клистрон напряжений (так называемая параметрическая стабилизация). Стабильность составляет $2,3 \cdot 10^{-4}$.

Прямая С получена при стабилизации частоты рассматриваемым способом. Определить степень стабильности обычными способами, к сожалению, не удалось. Специальных измерений также предпринято не было. Поэтому мы с достоверностью можем утверждать лишь, что степень стабильности оказалась выше, чем $1,2 \cdot 10^{-6}$.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 22 апреля 1967

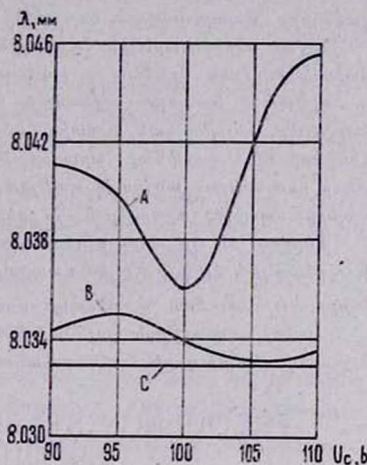


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Бычков, Н. И. Буренин, Р. Т. Сафаров, Стабилизация частоты генераторов СВЧ. Сов. радио, 1962.
2. Измерение на СВЧ. Под редакцией В. Б. Штейншлейгера, Сов. радио, 1952.
3. В. М. Вяткина, Радиотехника, № 10, 13, 39, 1958.
4. А. Д. Артым, Радиотехника, № 8, 13, 37, 1958.
5. П. М. Геруки, Сообщения Бюроканской обсерватории, вып. XXV, 1958.
6. Д. Тракслер, Синтез систем автоматического регулирования, Машгиз, 1959.
7. В. А. Вейцель, Вопросы радиоволноводов, серия X, 1963.
8. Э. С. Элинсон, Вопросы радиоволноводов, серия XII, вып. 2, 1963.

ԳԵՆԵՐԱՐԱՋՐ ԶԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԳՆՆԵՐԱՏՈՐՆԵՐԻ ԶԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՍՏԱԲԻԼԻԶԱՅԻԱՆ

Պ. Մ. ԶԵՐՈՒՆԻ, Ռ. Մ. ՏԻԳՐԱՆՅԱՆ

Քննվում է դերարձր հաճախականությունների գններատորների հաճախականության ստաբիլիզացիան, հաճախականության ֆազային ավտոմատ համալրման մեթոդով: Որպես հաճախականության էտալոն և ֆազերի տարբերություն շափող սարք կիրառվում են երկար զոնների հատվածներից պատրաստված նոր ալիքատարային հանգույցներ:

Նշված ալիքատարային հանգույցների լայնաշերտությունն ապահովում է կայունացվող հաճախականության բռնման և պահպանման լայնաշերտը:

Տրված է ֆազային ավտոմատ համալրման հաճախականության սխեմայի հանգույցների հաշվարկը, ինչպես նաև հաճախականության դեֆազիայի և հանգույցների փոխանցման ֆունկցիաների միջև օպտիմալ հարաբերությունները: Հիմնավորվում է կարգավորման ստատիկ սխեմի ընտրության անհրաժեշտությունը, քննարկվում է փոխանցման պրոցեսի որակը և աշխատանքի ստատիկ ճշտության հարցերը:

Քննվում են ալիքների միլիմետրանոց դիապազոնում կլիստրոնային գններատորների հաճախականության էլեկտրոնային ստաբիլիզացիայի սխեմի փորձնական հետազոտման արդյունքները: Կայունացման աստիճանը մոտ է 10^{-8} :

Հաճախականության կայունացման քննարկվող մեթոդը հատկապես հեռակարային է տված ձրագրով գններատորի հաճախականության վերակարգավորման անհրաժեշտության դեպքում:

FREQUENCY STABILISATION OF THE SUPER HIGH FREQUENCY GENERATORS

P. M. HERUNI and R. M. TIGRANIAN

The frequency stabilisation of the super high frequency generators by means of the phase control is considered. New wave-guide systems on line sections are used as a standard of frequency and as phasometer. The calculation of the system and also the optimal correlations between the deviation of the frequency and the transmission function of the links are given. The problems of statistical accuracy of the work is analysed. The results of the experimental investigation of the electronic stabilisation system of the millimetre range clystron generator are given. The accuracy of the stabilisation is about 10^{-8} . The considered method of frequency stabilisation is particularly perspective if it is necessary to switch the generator frequency according to the given programme.

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ ТЕОРИЙ ОБЪЕМНЫХ ЭФФЕКТОВ РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ

А. В. ГЕВОРКЯН, Е. С. ЕГИЯН

В статье проводится сравнение эксперимента с основными термодинамическими и статистическими теориями объемных эффектов растворов полимеров на основании исследований фракций полихлоропрена в бензоле, дихлорэтаноле, толуоле и хлороформе.

Установлено, что наилучшее согласие получается с теориями Фиксмана и Птицына. При этом „невозмущенные размеры“ молекул полихлоропрена, вычисленные с помощью соотношения Штокмайера-Фиксмана, хорошо согласуются со значениями, определенными из вискозиметрических измерений непосредственно в 0-точке.

Вопросу экспериментальной проверки теорий объемных эффектов растворов статистически свернутых цепных молекул посвящено немало работ (напр. [1—8]). Однако результаты, полученные для большого числа полимеров весьма разноречивы, в то время как для надежного определения „невозмущенных размеров“ полимерных молекул является очень существенным точное установление справедливости той или иной теории для каждой системы полимер-растворитель.

В этой связи распространение таких исследований на другие системы полимер-растворитель представляет определенный научный и практический интерес.

В настоящей работе на основании результатов исследований светорассеяния и вязкости растворов фракций полихлоропрена, полученных ранее одним из авторов [9, 10], проводится сравнение эксперимента с основными термодинамическими и статистическими теориями объемных эффектов.

Обсуждение

В своей первоначальной термодинамической теории для равновесной степени набухания клубка α Флори [1], моделируя макромолекулу как облако сегментов с гауссовым распределением, получил уравнение, которое в общем виде можно записать следующим образом:

$$\alpha^5 - \alpha^3 = CN^{1/2} = C_M (1 - 2\chi_1) M^{1/2}, \quad (1)$$

где C — термодинамический параметр межмолекулярного взаимодействия полимер-растворитель, зависящий от температуры;

N — число сегментов в цепи.

Другое решение вопроса об эффекте исключенного объема было предложено в работе [11], в которой для полимерной молекулы при-

менялась эквивалентная эллипсообразная модель. Авторы получили для α новое приближенное уравнение

$$(1 - \alpha^{-2}) \left(\alpha^2 + \frac{1}{3} \right)^{3/2} = C' N^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь C' — параметр, аналогичный параметру C в уравнении (1) и зависящий от эффективной длины связи между соседними сегментами цепи b и от эффективного исключенного объема элемента (сегмента) цепи V_0 .

Как было показано в [2] уравнение (2) является достаточно хорошим приближением для системы полистирол-циклогексан, в то время как для этих же фракций в циклогексане при температурах 45 и 55°C экспериментальные точки неплохо аппроксимируются теорией Флори. В пользу уравнения (1) свидетельствуют также некоторые другие данные, полученные, в частности, в [3] и одним из авторов в [6]. Следует по этому поводу подчеркнуть, что несмотря на то, что в настоящее время считается установленным приближенность уравнения (1), тем не менее, на наш взгляд, не исключена некоторая возможность его сохранения для определенных систем полимер-растворитель.

Сравнительно строгая теория объемных эффектов, развитая Фиксманом в [12], приводит к следующему уравнению:

$$\alpha^3 - 1 = 2Z = 2 \left(\frac{2}{2\pi} \right)^{3/2} B \left(\frac{\bar{h}_0^2}{M} \right)^{-3/2} M^{1/2},$$

$$с B = \bar{V}^2 (1 - 2\chi_1) / v_1 N_A, \quad (3)$$

где $\bar{V}$ — парциальный удельный объем полимера;

v_1 — молярный объем растворителя;

N_A — число Авогадро.

О. Б. Птицын [12], грубо учитывая связь сегментов в цепочку, для α получил уравнение, которое является несколько модифицированным уравнением типа Фиксмана

$$[(4,68 \alpha^2 - 3,68)^{3/2} - 1] = C N^{1/2}. \quad (4)$$

В настоящей работе при экспериментальной проверке уравнений (1—4) значение коэффициента набухания молекулярного клубка α рассчитывалось из известного соотношения Флори [1]

$$[\eta] = \Phi \frac{(h^2)^{3/2}}{M} = \Phi_0 \frac{(\bar{h}_0^2)^{3/2}}{M} \alpha^3 = K_5 M^{1/2} \alpha^3. \quad (5)$$

Однако следует подчеркнуть, что такая оценка α влечет за собой некоторую погрешность, обусловленную альтернативной возможностью зависимости коэффициента Φ от качества растворителя (или α) (напр. [9]).

В табл. 1 представлены результаты измерений молекулярного веса и характеристической вязкости растворов полимергомологического ряда полихлоропрена $[\eta]$ (в интервале $\bar{M}_w$ (2,85—0,64) · 10⁶) в дихлор-

этаноле, толуоле и хлороформе [9] и несколько других фракций полихлоропрена в бензоле, заимствованные из работы [10].

Так как все измерения $[\eta]$ проводились при 20°C, то значение K_0 в уравнении (5) принималось равным $1,33 \cdot 10^{-3}$, что было установлено одним из авторов из измерений $[\eta]_0$ и $\bar{M}_w$ растворов фракций полихлоропрена в θ -точке (смесь: метанол + бензол, 1:4,7, при $T = 21^\circ\text{C}$).

Таблица 1

Результаты измерений молекулярного веса и характеристической вязкости фракций полихлоропрена в различных растворителях при 20°C [9, 10]

№№ фракций	$\bar{M}_w \cdot 10^{-6}$	$[\eta] \frac{\partial \lambda}{\partial r}$			№№ фракций	$\bar{M}_w \cdot 10^{-6}$	$[\eta] \frac{\partial \lambda}{\partial r}$ в бензоле
		в толуоле	в дихлор- этаноле	в хлоро- форме			
II ^B	2,85	5,35	4,26	3,23	II	2,14	4,64
III	2,42	4,71	3,48	2,80	III	1,60	4,05
V	1,30	3,10	2,58	2,35	V	1,36	3,47
IX	0,86	2,58	1,88	1,72	VI	0,95	2,81
XIII	0,64	1,65	1,40	1,30	VIII	0,58	1,91
					X	0,23	0,92

Действительно, как видно из рисунка 1, значение K_0 для полихлоропрена ($\bar{M}_w = 3,95 \cdot 10^5$) [15] практически не изменяется с θ -температурой (прямая здесь, как и на последующих рисунках, проводилась методом наименьших квадратов).

Как было показано в [15] причиной такой нечувствительности „скелетных размеров“ полихлоропрена является большая степень свертнутости его молекулярных цепей.

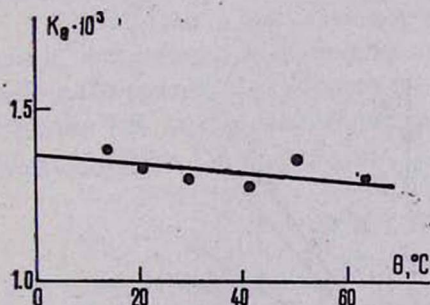


Рис. 1—Зависимость K_0 полихлоропрена от θ -температуры.

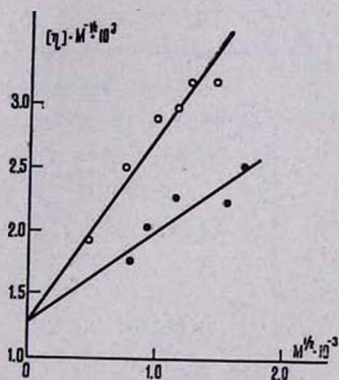


Рис. 2. Зависимость $[\eta] M^{-1/2}$ от $M^{1/2}$ для фракций полихлоропрена в бензоле (○) и (●).

В недавней своей работе Ковье [16], детально исследуя ряд графических методов определения „невозмущенных размеров“ макромолекул $(\bar{h}^2_0)^{1/2}$ из измерений характеристической вязкости показал, что

наиболее хорошим приближением является экстраполяция от неидеальных растворителей, предложенная Штокмайером и Фиксманом [17]:

$$[\eta] M^{-1/2} = K_0 + 0.51 \Phi_0 B M^{1/2}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлена зависимость $[\eta] M^{-1/2}$ от $M^{1/2}$ для растворов фракций полихлоропрена в бензоле и дихлорэтане. Как видно из рисунка, отрезок, отсекаемый от оси ординат, для обеих систем оказался равным $1,32 \cdot 10^{-3}$, что еще раз подтверждает правильность выводов, содержащихся в цитируемой выше работе. Как мы увидим далее, экспериментально установленный этот факт хорошо коррелируется с результатами проверки теорий α .

Согласно уравнениям (1—4) кривые, иллюстрирующие каждую из этих зависимостей, должны иметь прямолинейный характер и проходить через начало координат.

Однако, как видно из рисунков 3а и б, ни одна из прямых (ордината $F(\alpha)$ здесь, как и на рис. 3в и г является левой частью урав-

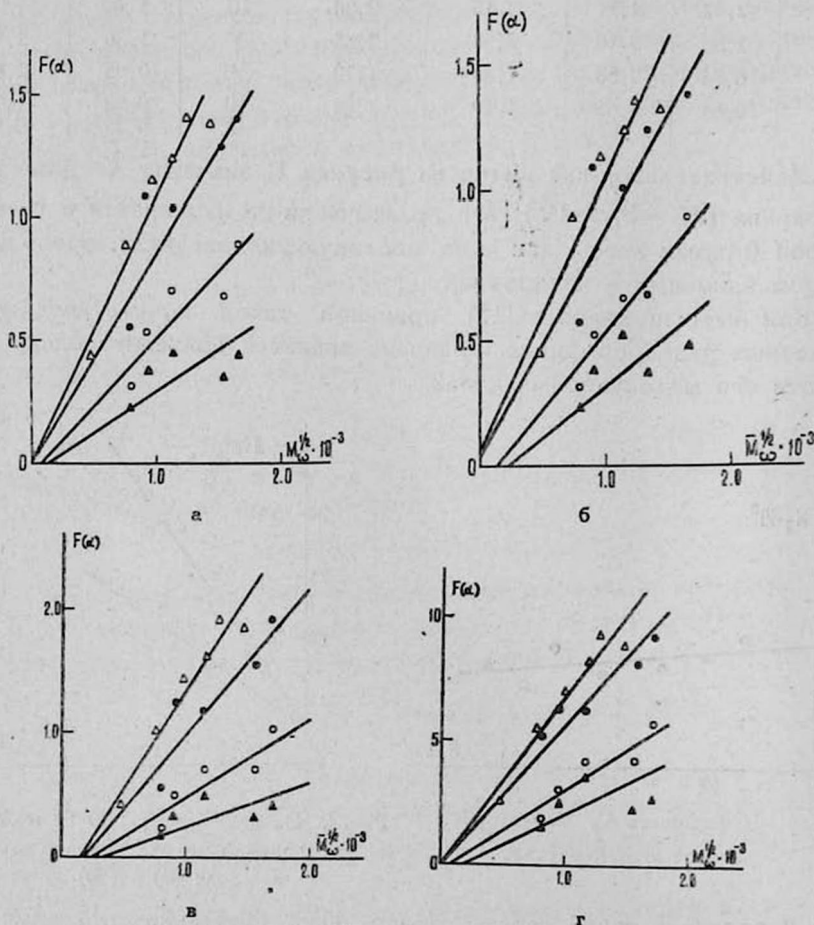


Рис. 3. Зависимость $F(\alpha)$ от $M^{1/2}$ согласно теориям Флори (а), Курата-Штокмайера-Ройга (б), Фиксмана (в) и Птидына (г) для растворов фракций полихлоропрена: Δ —в бензоле; $\bullet$ —в толуоле; $\circ$ —в дихлорэтане $\blacktriangle$ —в хлороформе.

нений (1—4)), построенных на основе уравнений Флори [1] и Курата-Штокмайера-Ройга [2], не удовлетворяет последнему условию и отсекает на оси абсцисс отрезки, которые соответствуют молекулярному весу $\bar{M}_w \sim 10^4$. При этом зависимость $F(z)$ от $M^{1/2}$ для полихлоропрена в бензоле и толуоле по теории [11] имеет отрицательное пересечение. Аналогичное поведение наблюдалось в работе [5] при исследовании ацетата амилозы в смесях нитрометан-метанол с соотношением 75:25 при температурах 30, 40 и 50°C.

Значительно лучшее согласие с экспериментальными данными получается при использовании уравнения Фиксмана [13] и Птицына (рис. 3в и г), несколько плохо выполняющихся для системы полихлоропрен-хлороформ и полихлоропрен-дихлорэтан. Следует отметить, что несмотря на различие выражений в левой части уравнений (3) и (4), они совершенно одинаково в пределах погрешности измерений описывают экспериментальные данные.

В свете вышесказанного можно предположить, что справедливость уравнения (1) для системы полихлоропрен-тетрахлорметан [6] в некоторой степени является чисто случайным результатом, хотя, строго говоря, существующие теории растворов полимеров еще далеки от детального учета специфического взаимодействия полимер-растворитель данного химического состава.

В ы в о д ы

1. На основании результатов измерений светорассеяния и вязкости растворов фракций в бензоле, дихлорэтаноле, толуоле и хлороформе проведено сравнение эксперимента с основными теориями объемных эффектов растворов полимеров.

2. Установлено, что экспериментальные точки одинаково хорошо аппроксимируются теориями Фиксмана и Птицына, в то время как по Флори и Курата-Штокмайеру-Ройгу имеется значительное расхождение.

3. Показано, что „невозмущенные размеры“ молекул полихлоропрена, найденные графической экстраполяцией по уравнению Штокмайера-Фиксмана (6), хорошо согласуются с экспериментально определенными его значениями непосредственно в θ -точке.

ВНИИПОЛИМЕР

Поступила 17 июля 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Flory, Principles of the Polymer Chemistry, N. Y., 1953.
2. R. Okada, Y. Toyoshima, H. Fujita, Makromol. Chem., 59, 137 (1963).
3. В. Е. Эскин, Т. И. Волков, Высокомолекул. соед., 5, 614 (1963).
4. G. Berry, Amer. Chem. Soc., Polymer Preprints, 4, 141 (1963).
5. R. S. Patel, R. D. Patel, J. Polymer Sci., A3, 2123 (1965).
6. А. В. Геворкян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 157 (1966).
7. H. Inagaki, H. Suzuki, M. Fujii, P. Matsuo, J. Phys. Chem. 70, 1718 (1966).
8. H. Inagaki, H. Suzuki, M. Kurata, J. Polymer Sci., C15, 409 (1966).

9. А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 75 (1966).
10. А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян, Армянский химический журнал, 19, 245 (1966).
11. M. Kurata, W. Stockmayer, A. Roig, J. Chem. Phys., 33, 151 (1960).
12. M. Fixman, J. Chem. Phys., 23, 1656 (1955); 36, 3123 (1962).
13. О. Б. Птицын, Высокомолекуляр. соедин., 3, 1673 (1961).
14. Л. Г. Мелконян, Р. В. Багдасарян, А. В. Геворкян, ДАН АрмССР, 41, 36 (1965).
16. А. В. Геворкян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 195 (1966).
16. J. M. Cowie, Polymer, 7, 478 (1966).
17. W. H. Stockmayer, M. Fixman, J. Polymer Sci., 1C, 137 (1963).

**ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ԼՈՒԾՈՒՅԹՆԵՐՈՒՄ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԷՖԶԵԿՏՆԵՐԻ
ՏԵՍՏԻՐՈՒՄՆԵՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՍՏՈՒԳՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ**

Ա. Վ. ԳԵՎՈՐԿՅԱՆ, Ե. Ս. ԵՂՅԱՆ

Ներկա աշխատանքը վերաբերվում է պոլիմերների լուծույթներում ծավալային էֆեկտների մասին զոլույթյուն ունեցող հիմնական տեսությունների փորձնական հետազոտմանը՝ պոլիբրոմ-պրենի ֆրակցիաների լուծույթներում լույսի ցրման և մածուցիկության ուսումնասիրության արդյունքների հիման վրա:

Ցույց է տրված, որ փորձի հետ համեմատաբար ավելի մեծ համապատասխանություն ստացվում է Ֆիքսմանի և Պտիցինի տեսությունների դեպքում:

Իդեալական (6) լուծիչում Շտոկմայեր-Ֆիքսմանի հավասարման օգնությամբ հաշված մակրոմոլեկուլի չափերը, բավականին մեծ ճշտությամբ համընկնում են փորձից անմիջապես որոշված արժեքների հետ:

ON THE EXPERIMENTAL TEST OF THE THEORIES OF THE VOLUME EFFECTS IN POLYMER SOLUTIONS

A. V. GUEVORKIAN and E. S. YEGHIAN

The comparison of the experimental data with the principal thermodynamic and statistic theories of volume effects in polymer solutions based on the investigation of the polychloroprene fractions in benzene, dichloroethane, toluene and chloroform is made in this paper. The experimental results are found to be equally well approximated by the Fixman and Ptitin theories, while as compared to the Flory and Kurata-Stockmayer-Roig theories, there are significant discrepancies. It is also shown that "unperturbed dimensions" of polychloroprene molecules determined according to Stockmayer-Fixman's equation (6) are in good agreement with the values obtained from viscosimetric measurements just in θ -point.

О НЕКОТОРЫХ ГАЛЬВАНО- И ТЕРМОМАГНИТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТАХ В ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ ПО МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

В. С. САРДАРЯН, М. Д. БЛОХ, С. А. СОКОЛОВ

Вычислены гальвано- и термомагнитные коэффициенты в анизотропных полупроводниках типа Ge и Si в промежуточных магнитных полях $\left(\frac{\mu H}{c} < 1\right)$ в пятом приближении по магнитному полю. С помощью некоторых алгебраических преобразований тензора высших рангов, характеризующие те или иные кинетические коэффициенты, выражены через тензор второго ранга, что намного упрощает расчеты. Показано, что при взаимно-перпендикулярных магнитном поле и градиенте температуры во втором и высших приближениях по магнитному полю возникает новый эффект — термомагнитная Э.д.с. в направлении магнитного поля.

§ 1. Введение и постановка задачи

Для повышения достоверности измерений гальвано- и термомагнитных коэффициентов часто приходится увеличивать напряженности приложенных электрического и магнитного полей. Увеличение напряженности магнитного поля приводит к увеличению параметра $\frac{\mu H}{c}$, по которому обычно производится разложение гальвано- и термомагнитных коэффициентов, и, следовательно, к слабой сходимости соответствующих рядов. В этом случае становится необходимым вычислить указанные коэффициенты в высших приближениях по магнитному полю. Такая необходимость предсказывалась экспериментальными исследованиями гальваномангнитных явлений в [1, 2].

В пионерской работе Абельса, Мейбума и Шибуйи [3] вычислены указанные выше коэффициенты в анизотропных полупроводниках типа Ge и Si . В этих работах, однако, тензоры высших рангов вычисляются каждый в отдельности, что требует знания свойств симметрии тензоров соответствующих рангов и приводит к трудоемким расчетам.

Ниже приводим более простой и компактный метод вычисления кинетических коэффициентов.

Как известно [3], плотность тока определяется следующим образом:

$$\vec{j} = \frac{e}{4\pi^2 \hbar^3} \int \nabla \epsilon \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \Phi dV, \quad (1)$$

где $\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \Phi$ — неравновесная добавка к функции распределения.

В отличие от работ [3, 1] удобно представить плотность тока в виде

$$\vec{j} = [\sigma^{(0)} + \sigma^{(3)}(\vec{H}) + \dots + \sigma^{(n)}(\vec{H}) + \dots] \vec{E}, \quad (2)$$

где

$$\sigma^{(n)}(\vec{H}) = \sigma_{lk a_1 a_2 \dots a_{n-2}} H_{a_1} H_{a_2} \dots H_{a_{n-2}}. \quad (3)$$

Нетрудно найти следующее рекуррентное соотношение:

$$\sigma_{lk a_1 a_2 \dots a_n} = \left(\frac{e}{c} \right) \frac{\langle \tau^{n+1} \rangle}{\langle \tau^n \rangle} \frac{1}{m_{\perp}} e_{lk p} \sigma_{p a_1 \dots a_{n-1}}, \quad (4)$$

где $e_{lk p}$ — единичный, абсолютно антисимметричный тензор.

Введем следующую матрицу:

$$\hat{C} = \frac{1}{m_{\perp}} \begin{pmatrix} 0 & H_3 & -H_2 \\ -H_3 & 0 & H_1 \\ k^{-1} H_2 & -k^{-1} H_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad k = \frac{m_{11}}{m_{\perp}}. \quad (5)$$

Тогда для $\sigma^{(n)}(\vec{H})$ можно получить

$$\sigma^{(n)}(\vec{H}) = \left(-\frac{e}{c} \right)^n \frac{\langle \tau^{n+1} \rangle}{\langle \tau \rangle} \hat{C}^n \sigma^{(0)}, \quad (6)$$

где

$$\sigma^{(0)} = ne^2 \langle \tau \rangle \begin{pmatrix} \frac{1}{m_{\perp}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_{\perp}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{m_{11}} \end{pmatrix}.$$

Отметим следующее свойство $\hat{C}$ — матрицы:

$$\hat{C} \sigma^{(0)} = \frac{ne^2 \langle \tau \rangle}{m_{11} m_{\perp}} [\hat{C}_0(H_1, H_2, H_3) + \hat{C}_0(0, 0, H_3)(k-1)], \quad (7)$$

где

$$\hat{C}_0(H_1, H_2, H_3) = \begin{pmatrix} 0 & H_3 & -H_2 \\ -H_3 & 0 & H_1 \\ H_2 & -H_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Матрица $\hat{C}_0$ инвариантна по отношению к поворотам. Далее можно получить

$$\hat{C}^{2n} \sigma^{(0)} = (-1)^{n-1} k^{1-n} \frac{1}{m_{\perp}^{3(n-1)}} [H^2 + (k-1) H_3^2]^{n-1} \hat{C}^2 \sigma^{(0)}, \quad (8)$$

$$\hat{C}^{2n+1} \sigma^{(0)} = (-1)^n k^{-n} \frac{1}{m_{\perp}^{3n}} (H^2 + (k-1) H_3^2)^n \hat{C} \sigma^{(0)}, \quad (9)$$

$$\hat{C}^2 \sigma^{(0)} = \frac{\langle \tau \rangle}{m_{11} m_{\perp}} H_3^2 \{ k \hat{C}_0^2 + k(1-k) \hat{I} ne^2 + [(1-k)^2 H_3^2 + (k-1) H^2] \hat{I} \} \quad (10)$$

где $\hat{I}$ — единичная матрица,

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Формула (6) с учетом (3–5) и (7–10) дает возможность выразить тензор любого ранга через тензор второго ранга, что и требовалось показать.

§ 2. Вывод гальвано- и термомагнитных коэффициентов

Здесь приводятся окончательные результаты.

Рассмотрим две модели: три эллипсоида энергии по [100] (модель „а“) и четыре эллипсоида по [111] (модель „в“), что соответствует структуре Si и Ge.

Воспользуемся определениями, введенными в [6].

а) Коэффициент Холла

$$R = R_0 - H^2 \{ r (\gamma_1^4 + \gamma_2^4 + \gamma_3^4) + S \} + R^{(5)}, \quad (11)$$

где r и S приведены в работе [6], а $R^{(5)}$ — добавка к коэффициенту Холла в приближении H^5 равна

$$R^{(5)} = H^4 \left\{ \frac{\Lambda_1^{(5)} [\vec{a} \times \vec{B}] [\vec{c} \times \vec{B}] + \Lambda_2^{(5)} [\vec{a} \times \vec{B}] [\vec{d} \times \vec{B}]}{\sin \gamma} + \right. \\ \left. + [\Lambda_3^{(5)} (\gamma_1^4 + \gamma_2^4 + \gamma_3^4) + \Lambda_4^{(5)}] \sin \gamma \right\}, \quad (12)$$

$\sin \gamma = \sqrt{1 - \left(\sum_{i=1}^3 \eta_i \xi_i \right)^2}$; η_i и ξ_i — направляющие косинусы соответственно магнитного поля и плотности тока относительно кристаллографических осей; $\vec{a}$, $\vec{B}$, $\vec{c}$ и $\vec{d}$ — условные векторы с проекциями

$$a_i = \gamma_{ii}, \quad b_i = \xi_i, \quad c_i = \eta_i^3, \quad d_i = \eta_i^5.$$

В (12)

$$\Lambda_1^{(5)} = R_0 \frac{k^2 (k-1)^2}{3(2k+1)} \left(\frac{e}{m_{11}c} \right)^4 \left\{ \frac{1}{3} \left[\begin{pmatrix} 0 \\ -20 \end{pmatrix} k + \begin{pmatrix} 18 \\ 8 \end{pmatrix} \right] \left(\frac{e}{m_{\perp}c} \frac{\rho_0}{R_0} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\langle \tau^5 \rangle}{\langle \tau \rangle} \right) + \left(\frac{R_0}{\rho_0} \right)^2 \left(\frac{-3}{2} \right) \frac{m_{11} m_{\perp} c^2}{e^2} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \frac{R_0}{\rho_0} \left(\frac{3}{-2} \right) \frac{m_{11} c}{e} \frac{\langle \tau^4 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \right. \\ \left. + \frac{k-1}{3(k+2)} \times \left[\begin{pmatrix} -9 \\ 2 \end{pmatrix} k + \begin{pmatrix} 0 \\ 8 \end{pmatrix} \right] \frac{\langle \tau^4 \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau^2 \rangle \langle \tau \rangle} + \frac{1}{2k+1} \left[\begin{pmatrix} -6 \\ 4 \end{pmatrix} k^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \begin{pmatrix} -6 \\ 4 \end{pmatrix} k + \begin{pmatrix} -6 \\ 4 \end{pmatrix} \right] \frac{\langle \tau^3 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} \right\}, \quad (13)$$

$$\Lambda_2^{(5)} = -R_0 \frac{k^2 (k-1)^3}{9(2k+1)} \left(\frac{e}{m_{11}c} \right)^4 \left\{ \begin{pmatrix} 9 \\ 16 \end{pmatrix} \left(\frac{e}{m_{\perp}c} \frac{\rho_0}{R_0} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \frac{\langle \tau^5 \rangle}{\langle \tau \rangle} \right) + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} 9 \\ 4 \end{pmatrix} \frac{k-1}{k+2} \frac{\langle \tau^4 \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau^2 \rangle \langle \tau \rangle} \right\}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned}
\Lambda_3^{(5)} = & R_0 \frac{k^2 (k-1)^2}{9 (2k+1)} \left(\frac{e}{m_{11} c} \right)^4 \left\{ \left(\frac{R_0}{\rho_0} \right)^2 \binom{-9}{6} \frac{m_{11} m_{\perp} c^2}{e^2} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \right. \\
& + \frac{1}{2 (2k+1)} \left[\binom{9}{-4} k^2 + \binom{36}{-28} k + \binom{9}{-4} \right] \frac{\langle \tau^3 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} + \\
& + \frac{1}{k+2} \left[\binom{0}{4} k^2 + \binom{-27}{10} k + \binom{0}{4} \right] \frac{\langle \tau^4 \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau^2 \rangle \langle \tau \rangle} + \left[\binom{-9}{16} k + \right. \\
& + \left. \binom{-9}{-4} \right] \frac{\langle \tau^5 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \frac{e}{m_{\perp} c} \frac{\rho_0}{R_0} \left[\binom{0}{-10} k + \binom{9}{4} \right] \frac{\langle \tau^6 \rangle}{\langle \tau \rangle} \Big\}, \quad (15) \\
\Lambda_4^{(5)} = & R_0 \frac{k^2}{3 (2k+1)} \left(\frac{e}{m_{11} c} \right)^4 \left\{ \left(\frac{R_0}{\rho_0} \right)^4 \frac{3 (2k+1) m_{11}^2 m_{\perp}^2 c^4}{e^4} - \right. \\
& - \left(\frac{R_0}{\rho_0} \right)^2 \left[\binom{6}{12} k^2 + \binom{24}{12} k + \binom{6}{12} \right] \frac{m_{11} m_{\perp} c^2}{e^2} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \\
& + \frac{R_0}{\rho_0} \left[\binom{9}{9} k^2 + \binom{18}{0} k + \binom{0}{18} \right] \frac{m_{11} c}{e} \frac{\langle \tau^4 \rangle}{\langle \tau \rangle} + \\
& + \frac{1}{k+2} \left[\binom{0}{6} k^4 + \binom{6}{6} k^3 + \binom{27}{18} k^2 + \binom{18}{12} k + \binom{3}{12} \right] \frac{\langle \tau^4 \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau^2 \rangle \langle \tau \rangle} + \\
& + \left[\binom{0}{-8} k^3 + \binom{-6}{-12} k^2 + \binom{-12}{6} k + \binom{0}{-4} \right] \frac{\langle \tau^5 \rangle}{\langle \tau \rangle} - \\
& - \frac{1}{2k+1} \left[\binom{3}{2} k^4 + \binom{21}{26} k^3 + \binom{63}{36} k^2 + \binom{21}{26} k + \binom{3}{10} \right] \frac{\langle \tau^3 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} + \\
& + \left[\binom{0}{5} k^3 + \binom{0}{-6} k^2 + \binom{9}{6} k + \binom{0}{4} \right] \frac{e}{m_{\perp} c} \frac{\rho_0}{R_0} \frac{\langle \tau^5 \rangle}{\langle \tau \rangle} \Big\}, \quad (16)
\end{aligned}$$

где матрицы означают, что первый матричный элемент относится к модели „а“, второй — к модели „в“, заряд электрона — e .

б) Продольное холловское поле.

Приведем только добавку, содержащую H^5 :

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{[j+H+j]} = & \frac{jH^5}{\sin \gamma} \{ \Lambda_1^{(5)} [\xi_1 \gamma_2 \gamma_3 (\gamma_2^2 - \gamma_3^2) + \gamma_1 \xi_2 \gamma_3 (\gamma_3^2 - \gamma_1^2) + \\
& + \gamma_1 \gamma_2 \xi_3 (\gamma_1^2 - \gamma_2^2) + \Lambda_2^{(5)} [\xi_1 \gamma_2 \gamma_3 (\gamma_2^4 - \gamma_3^4) + \gamma_1 \xi_2 \gamma_3 (\gamma_3^2 - \gamma_1^2) + \\
& + \gamma_1 \gamma_2 \xi_3 (\gamma_1^4 - \gamma_2^4)] \}. \quad (17)
\end{aligned}$$

в) Продольно-поперечный термомагнитный эффект.

Как известно [4], при взаимной перпендикулярности магнитного поля и градиента температуры термомагнитная э.д.с. в приближении H^2 в направлении магнитного поля не возникает.

Нами показано, что в анизотропных полупроводниках во втором и высших приближениях по магнитному полю такой эффект появляется.

Здесь приведем разложение возникающей э.д.с. не выше H^3 , так как по величине выражение, содержащее H^3 , порядка добавки H^5 к коэффициенту Холла.

Для того, чтобы наложить изотермические и адиабатические условия, необходимо перейти в систему осей образца. Тогда условия изотермичности выразятся в виде $\nabla_y T = \nabla_z T = 0$.

Адиабатические условия ($w_y = w_z = 0$, где $\vec{w}$ — первичный тепловой поток) делают выражение для э.д.с. очень громоздким, поэтому мы приведем здесь формулу только для изотермического случая.

Продольно-поперечная э.д.с. в осях кристалла изотермического случая имеет вид

$$E_H = H^2 \nabla T \{ q (\xi_1 \cdot \eta_1^3 + \xi_2 \cdot \eta_2^3 + \xi_3 \cdot \eta_3^3 + \\ + gH [\eta_2 \eta_3 \xi_1 (\eta_2^2 - \eta_3^2) + \eta_1 \eta_2 \xi_3 (\eta_1^2 - \eta_2^2) + \eta_1 \eta_2 \xi_2 (\eta_3^2 - \eta_1^2)] + \\ + GH [\eta_1 \eta_2 \xi_3 (\eta_2^2 - \eta_3^2) + \eta_1 \eta_3 \xi_2 (\eta_1^2 - \eta_2^2) + \eta_2 \eta_3 \xi_1 (\eta_3^2 - \eta_1^2)] \}, \quad (18)$$

где ξ_i — направляющие косинусы градиента температуры относительно осей, связанных с ребрами куба,

$$q = \frac{k_0}{e} \left(\frac{-1}{3} \right) \left(\frac{e}{c} \right)^2 \frac{1}{m_{11} m_{\perp}} \frac{(k-1)^2}{2k+1} \frac{\langle \tau^3 x \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau x \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (19)$$

$$g = \frac{k_0}{e} \left(-\frac{1}{2} \right) \left(\frac{e}{c} \right)^3 \frac{(k+2)(k-1)^2}{(2k+1)^2 m_{11} m_{\perp}^2} \times \\ \times \left(\frac{2 \langle \tau x \rangle \langle \tau^4 \rangle \langle \tau \rangle - 2 \langle \tau^4 x \rangle \langle \tau^2 \rangle - 2 \langle \tau x \rangle \langle \tau^2 \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} + \right. \\ \left. + \frac{\langle \tau^2 x \rangle \langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle + \langle \tau^3 x \rangle \langle \tau^2 \rangle \langle \tau \rangle}{\langle \tau \rangle^3} \right), \quad (20)$$

$$G = \frac{k_0}{e} \left(\frac{-1}{3} \right) \left(\frac{e}{c} \right)^3 \frac{(k+2)(k-1)^2}{(2k+1)^2 m_{11} m_{\perp}^2} \frac{\langle \tau^3 x \rangle \langle \tau^2 \rangle - \langle \tau^2 x \rangle \langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}. \quad (21)$$

Вводя направляющие косинусы α_{ij} осей образца относительно осей кристалла и учитывая изотермические условия, преобразуем (18) преобразованием

$$\eta_i = \alpha_{i3} \eta'_3, \quad \xi_j = \alpha_{j1} \xi'_1$$

(штрих означает систему осей образца).

Из (18) легко видеть, что эффект этот исчезает в изотропных полупроводниках и при сильном вырождении электронного газа. Все ранее приведенные формулы записаны для скалярного времени релак-

сации. Переход к тензорному времени релаксации производится методом, указанным в [6].

В конце следует вкратце остановиться на физическом смысле возникновения приведенного выше термомагнитного эффекта. Механика электрона с анизотропным законом дисперсии и произвольной формой поверхности Ферми (в случае вырождения) довольно сложна. Ясно поэтому, что решить точное уравнение движения электронов в скрещенных магнитном и тепловом полях трудно.

С этой целью, однако, удобно воспользоваться статистико-термодинамическими соображениями, использованными в [7] для объяснения причин возникновения ряда термомагнитных явлений. Вначале следует исходить из того, что возникшее термомагнитное поле исчезает всякий раз, когда магнитное поле параллельно какой-либо оси симметрии кристалла.

Поле обычного поперечного эффекта Нернста-Эттингсгаузена, как известно, определяется разностью холловских углов „медленных“ и „быстрых“ электронов. Так как угол Холла $\left(\frac{e\tau H}{m_{ij}c}\right)$ в макроскопически анизотропных полупроводниках в общем есть тензорная величина, и зависимость τ от энергии обеспечивает возникновение любого термомагнитного эффекта, тензорная масса определяет как величину, так и направление термомагнитного поля, соответствующего заданному приближению по H .

Наглядным примером макроскопически анизотропного полупроводника может служить полупроводник с одной лишь замкнутой поверхностью энергии типа эллипсоида.

Когда магнитное поле в таком полупроводнике не параллельно какой-либо оси эллипсоида, то на основе вышеприведенных соображений можно утверждать, что в линейном приближении возникнет термомагнитное поле, направленное по H . Легко сообразить, что если в макроскопически изотропном (но микроскопически анизотропном, типа Ge и Si) полупроводнике H направлено не по оси симметрии, то ситуация качественно аналогична случаю макроскопически анизотропного полупроводника. Разница лишь в том, что в линейном приближении по H термомагнитное поле исчезает за счет взаимно уничтожающего наложения полей—вкладов от группы эллипсоидов, обеспечивающих заданную симметрию кристалла.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. F. Kravchenko, V. S. Sardarian, W. W. Efimov, Proceedings of the International Conference of the Physics of Semiconductors, Kyoto, 1966.
2. A. F. Kravchenko, V. S. Sardarian, Phys. stat. sol. 17, 479 (1966).
3. B. Abeles, S. Meifoom. Phys. Rev. 95, 31 (1954). M. Shibuya, Phys. Rev. 95, 1385 (1954).
4. И. М. Цидильковский, Термомагнитные явления в полупроводниках, Физматгиз, М., 1960.
5. А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, Физматгиз, М.—Л., 1962.
6. А. Ф. Кравченко, В. С. Сардарян, Л. И. Магарилл, К феноменологической теории продольного эффекта Холла, ФТТ, 8, 1901 (1966).

ՄԻ ՔԱՆԻ ԳԱԼՎԱՆՈՒ ԵՎ ԶԵՐՄԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐԻ ԲԱՐՁՐ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Մ. Դ. ԲԼՈՒՔ, Ս. Ա. ՍՈԿՈԼՈՎ

Հաշված են գալվանո և ջերմամագնիսական գործակիցները Ge և Si անիզոտրոպ կիսահաղորդիչներում, միջանկյալ մագնիսական դաշտում ($\mu H/C < 1$) մագնիսական դաշտի հինգերորդ մոտավորությամբ: Ցույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի և ջերմաստիճանի գրադիենտի փոխուղղահայացության դեպքում մագնիսական դաշտի երկրորդ և ավելի բարձր կարգի մոտավորությունների դեպքում առաջանում է նոր էֆեկտ՝ մագնիսական դաշտի ուղղությամբ ջերմամագնիսական էլշու:

ON SOME GALVANO AND THERMOMAGNETIC COEFFICIENTS IN THE HIGH ORDER MAGNETIC FIELD APPROXIMATION

V. S. SARDARIAN, M. D. BLOCH and S. A. SOKOLOV

The galvano and thermomagnetic coefficients for anisotropic Ge and Si type semiconductors have been calculated in the fifth-order magnetic field approximation in the case of intermediate magnetic fields ($\mu H/C < 1$). It is shown that new effect (thermomagnetic e.m.f. along the magnetic field direction) occurs in the third and higher approximations when the temperature gradient is normal to the magnetic field direction.

ПЕРЕДАЮЩАЯ ТРУБКА ДЛЯ ТЕЛЕВИЗИОННОГО АВТОМАТА СЪЕМА ИНФОРМАЦИИ С ИСКРОВЫХ КАМЕР

А. В. ПЕТРАКОВ, В. П. ГОРОХОВ

С целью применения в телевизионном автомате съема информации с искровых камер исследованы характеристики видикона ЛИ-415 в режиме микросекундной засветки.

Приведены световая характеристика, характеристики накопления и инерционности.

В последние годы появились сообщения (например, [1, 2]) о разработке телевизионных автоматов непосредственного съема информации с искровых камер, т. е. измерения координат треков частиц высоких энергий, детектируемых в искровых камерах. По инициативе Ереванского физического института такая работа проводится и в СССР.

Для запоминания координат треков (треки существуют около одной микросекунды) могут быть применены как суперорбитроны, так и видиконы [3]. Но так как секция переноса изображения в суперорбитроне подвержена электромагнитным помехам, которые сопровождают детектирование треков, предпочтительнее применять в качестве передающей телевизионной трубки видикон.

Объектом исследования с целью применения в телевизионном автомате съема информации с искровых камер был выбран один из новейших отечественных дюймовых видиконов типа ЛИ-415.

Работа видиконов [4] и суперорбитронов [5] в режиме запоминания коротких световых процессов и затем последующего считывания

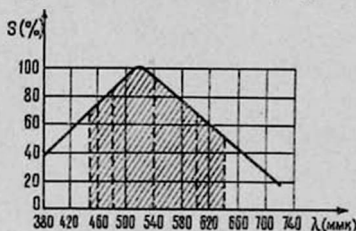


Рис. 1. Спектральная характеристика чувствительности фотослоя мишени видикона ЛИ-415 и спектральная характеристика излучения ксенона.

ых камер с любым наполнением.

Лампа наполнена ксеноном. Спектральная характеристика излучения ксенона [7] совмещена на рис. 1 (заштриховка) со спектральной

информации „по памяти“ известна и описана в литературе. Но исследования проводились до времен существования световых процессов не менее $10^{-3} \div 10^{-4}$ сек. В качестве источника импульсного освещения нами была выбрана импульсная лампа ИСШ-15, которая дает световые вспышки длительностью порядка 10^{-6} сек [6]. Сила света каждой вспышки $J=4000$ св, что заведомо не больше силы света искр искро-

характеристикой чувствительности фотослоя мишени видиконов ЛИ-415. Пунктиром отмечены длины волн излучения ксенона наибольшей интенсивности.

Исследования проводились в пяти световых режимах: частота вспышек 50 μ с, 25 μ с, 12,5 μ с, 6,25 μ с и одиночные вспышки (частота около 1 μ с) в нормальном стандарте телевизионного разложения.

Снимались следующие характеристики:

1. Световая характеристика $i_c = F(E)$.
2. Характеристика накопления сигнала $i_c = \xi(t_H)$.
3. Величина сигнала в зависимости от частоты вспышек $i_c = \varphi(f)$.
4. Характеристика инерционности (она снималась в режиме одиночных вспышек).

На специальной установке для исследования параметров видиконов были обмерены 6 видиконов ЛИ-415.

Перед проведением испытаний видиконов в режиме микросекундной засветки все они настраивались в номинальном режиме — освещенность на мишени $E = 30$ лк и ток сигнала $i_c = 0,3$ мка.

Световая характеристика снималась при трех значениях освещенности на мишени видикона $E_1 = 4 \cdot 10^5$ лк, $E_2 = 6,4 \cdot 10^4$ лк, $E_3 = 2,3 \cdot 10^4$ лк в пяти режимах импульсной засветки.

На рис. 2 приведены усредненные характеристики для 6 видиконов.

С целью выяснения эффекта накопления на мишени видикона сигнал измерялся в трех местах мишени в нечетных полукадрах: в верх-

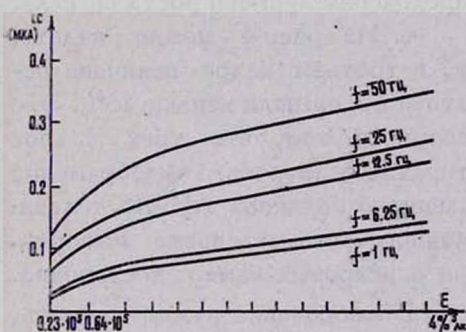


Рис. 2. Световые характеристики видикона ЛИ-415.

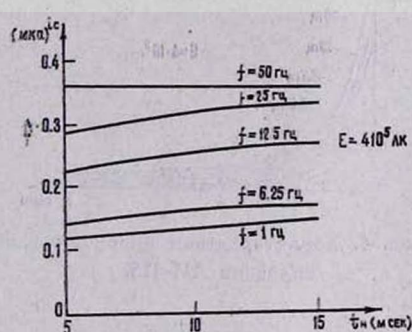


Рис. 3. Характеристики накопления видикона ЛИ-415.

ней части мишени (через 5 мсек после засветки), в середине мишени (через 10 мсек после засветки) и в нижней части мишени (через 15 мсек после засветки).

На рис. 3 показаны усредненные характеристики накопления для 6 видиконов.

В последнее время широкое распространение получил способ оценки инерционности путем измерения остаточного сигнала. Под ним подразумевается сигнал, который генерирует трубка спустя некоторое (обычно кратное времени кадра) время после прекращения освещения

мишени. Величина остаточного сигнала, полученного во 2, 3, 4 и т. д. кадрах, характеризует инерционность видикона.

На рис. 4. приведены усредненные характеристики инерционности для 6 видиконов.

Обсуждение результатов и выводы

1. Из световых характеристик видиконов ЛИ-415, снятых в режиме микросекундной засветки (рис. 2) видно, что величина сигнала i_c близка к величине сигнала в нормальном режиме (непрерывное освещение). Эту трубку можно рекомендовать в качестве передающей для телевизионного автомата съема информации с искровых камер.

2. Фотозлектронная составляющая инерционности стибнитовых слоев порядка 10^{-4} сек. Поэтому при световых импульсах длительностью 10^{-6} сек величина сигнала должна быть очень малой. На самом деле оказывается, что она достаточно велика. Видимо элементы мишени при больших освещенностях работают не как параллельные элементарные цепочки RC. Поэтому при больших освещенностях закон взаимозаменяемости $E \cdot t = \text{const}$, очевидно, должен применяться с поправкой Шварцшильда.

3. За 10 мсек накопления (от 5 мсек до 15 мсек) сигнал во всех режимах засветки увеличивается на $10 \div 20\%$ (рис. 3). Требуются дополнительные исследования для определения времени роста сигнала.

4. Из рис. 4 можно видеть, что в третьем кадре величина остаточного сигнала меньше 15% . Это говорит о том, что трех кадров стирания остаточного изображения с мишени видикона ЛИ-415 телевизионного автомата съема информации с искровых камер достаточно.

В заключение нужно сказать, что данная работа была проведена совместно с ВНИИЭЛП. Считаем своим приятным долгом поблагодарить за консультации и проявление интереса к работе Гершберга А. Е. и Лапука А. Г., а также Венде Я. Я., Лупакова И. В. и Михайлова-Теплова Н. Н. за помощь в проведении измерений.

Поступила 12 августа 1967.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kerhs et. al. IEEE Trans. Nuclear Sci., 11, 317 (1964).
2. S. Fukui et. al. Jap. J. Appl. Phys., 3, 400 (1964).
3. H. Gelernter, Nuovo Cimento, 22, 6, 31 (1961).

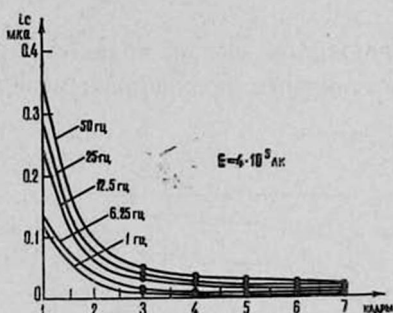


Рис. 4. Характеристики инерционности видикона ЛИ-415.

4. А. Е. Гершберг, Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект (видиконы), 1964 г., Энергия.
5. Е. А. Садковская, И. В. Мясущева, „Техника кино и телевидения“. № 3, 24 (1963).
6. И. Е. Маршак, Импульсные источники света. Госэнергоиздат, М., 1963.
7. А. Н. Зайдель и др. Таблицы спектральных линий. ГИИТЛ, М., 1952.

ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՅԻԿՆԵՐԻՑ ԻՆՖՈՐՄԱՑԻԱ ՀԱՆՆԵՆՈՒ ՀԵՌՈՒՍՏԱՑՈՒՅՑԱՅԻՆ
ԱՎՏՈՄԱՏԻ ՀԱՂՈՐԴՈՂ ԽՈՂՈՎԱԿ

Ա. Վ. ՊԵՏՐԱԿՈՎ, Վ. Պ. ԳՈՐՈԽՈՎ

Կայծային խցիկներից ինֆորմացիայի հանումը հոռատացուցային ավտոմատներում կիրառելու նպատակով հետազոտված են Վիդիկոն ЛИ—415-ի բնութագրերը միկրովայրկյանային լուսավորման պեթիմում:

VIDICON FOR SPARK CHAMBER DATA AUTOMATIC
TELEVISION READOUT

A. V. PETPAKOV and V. P. GOROKHOV.

The characteristics of ЛИ-415 Vidicon for microsecond light pulse operating conditions are studied with the aim of using it for spark chamber data automatic television readout. The light-transfer characteristic, as well as the accumulation and persistence characteristics are given.

ПЕРЕМЕННАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ ДЛЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

Р. Г. СИМОНЯН

В статье описывается новая конструкция электронно-управляемой индуктивности. Выведена формула зависимости индуктивности от геометрических размеров и физических параметров тороидальных ферритовых сердечников. Описан практический вариант с четырехкратным перекрытием диапазона изменения индуктивности.

Параметрические усилители СВЧ получили весьма широкое распространение благодаря тому, что была найдена электронно-управляемая емкость-варикап. На низких же частотах фактически нет надежно работающей переменной индуктивности с большим диапазоном изменения индуктивности и малыми наводками от накачки. Первые образцы параметрических усилителей представляли собой громоздкие механические системы, где эффект изменения индуктивности достигался за счет механического перемещения перемычки магнитной системы посредством двигателя. Но даже при очень тонкой механической настройке система получается нестабильной, так как сказывается наличие не только движущихся частей, но и зависимости момента на валу двигателя от уровня тока через индуктивность.

Поэтому дальнейшее развитие шло по пути получения переменных индуктивностей без механических перемещений. Эти новые электрические методы получения переменных индуктивностей можно разделить на две большие группы:

- 1) силовые линии поля управляющей обмотки расположены параллельно силовым линиям поля обмотки переменной индуктивности,
- 2) силовые линии поля управляющей обмотки расположены перпендикулярно силовым линиям поля обмотки переменной индуктивности.

Описанные в [1] и [4] переменные индуктивности первого типа обычно представляют из себя два тора, каждый из которых имеет свою (основную) обмотку, и оба вместе имеют одну общую (управляющую) обмотку. Встречным включением двух основных обмоток достигается компенсация напряжений неизбежно трансформируемых из общей управляющей обмотки. Эта компенсация обычно получается неполной из-за неидентичности тороидальных сердечников, несовпадения их характеристик и, таким образом, наводки от управляющей обмотки получаются недопустимо большими.

Амплитуды наводок в полученных до сих пор системах составляли 3—5% от амплитуды напряжения управляющей обмотки, а это особенно сказывается, когда индуктивность работает в составе параметрического фильтра или же в модуляторе с низким уровнем сигнала.

Системы второй группы с взаимно перпендикулярными полями

описаны в [2, 3] и удовлетворяют следующим условиям: а) каждый из взаимно перпендикулярных потоков замыкается только по магнитному материалу сердечника и не проходит по воздуху; б) поток обмотки управления идет по тем же участкам сердечника, что и потоки обмоток переменной индуктивности. Такая система состоит из двух одинаковых тороидальных половинок, имеющих кольцевой паз, в котором уложена обмотка переменной индуктивности, а обмотка управления равномерно намотана по всей длине сердечника. Из-за необходимости шлифовки соприкасающихся поверхностей и наличия торцов специальной конфигурации такая система не получила распространения.

В настоящей работе предлагается система с взаимно перпендикулярными полями, но обладающая рядом достоинств по сравнению с остальными системами подобного типа.

Описание системы

Как показано на рис. 1, система состоит из двух сердечников целого тороидального и С-образного, причем некоторый участок тороидального сердечника пересечен воздушным зазором С-образного: (этот участок заштрихован). Из рисунка следует, что

а) потоки взаимно перпендикулярны,

б) каждый из потоков замыкается по магнитному материалу, не проходя через воздух,

в) только на одном участке поток тороидального сердечника пересекает поток управляющей обмотки,

г) потокоцепление одной обмотки с потоком другой обмотки равно нулю.

Очень интересна зависимость индуктивности тороидального сердечника как от размеров общего участка, так и от проницаемости последнего.

Прежде чем приступить к получению и анализу этой зависимости примем следующие обозначения:

μ_1 — проницаемость сердечника вне общего участка,

μ_2 — проницаемость общего участка,

w — число витков переменной индуктивности,

b — ширина общего участка,

R_1 — внутренний диаметр тора,

R_2 — внешний диаметр тора,

h — высота тора.

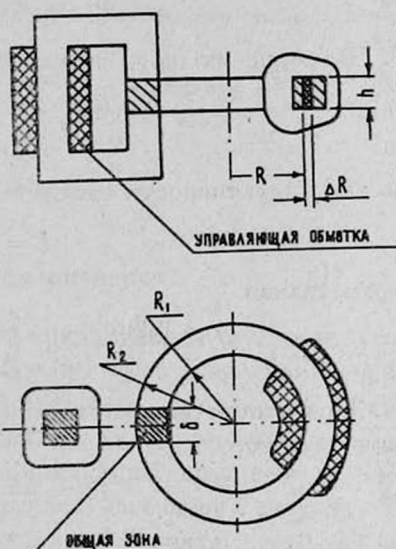


Рис. 1. Конструкция переменной индуктивности.

На основании закона полного тока можно написать:

$$H_1 (2\pi R - \delta) + H_2 \delta = Iw, \quad (1)$$

где H_1 и H_2 — напряженности поля вне общего участка и в общем участке соответственно.

Элементарный поток через поверхность $ds = h dR$ будет

$$d\Phi = B ds = B h dR = \mu_0 \mu_1 H_1 h dR, \quad (2)$$

так как $B = \mu_0 \mu_1 H_1$.

Из формулы (1) найдем H_1 и подставим в формулу (2):

$$d\Phi = \mu_0 \mu_1 \frac{(Iw - \delta H_2) h}{2\pi R - \delta} dR. \quad (3)$$

Напряженность H_2 можно выразить через $d\Phi$:

$$H_2 = \frac{d\Phi}{\mu_0 \mu_2 h dR}. \quad (4)$$

Подставляя формулу (4) в (3), получим выражение для элементарного потока

$$d\Phi = \frac{\mu_0 \mu_1 \mu_2 h I w}{2\pi R \mu_2 + \delta (\mu_1 - \mu_2)} dR. \quad (5)$$

Величина полного потока будет

$$\Phi = \frac{\mu_0 \mu_1 I w h}{2\pi} \ln \left[\frac{2\pi R_2 \mu_2 + \delta (\mu_1 - \mu_2)}{2\pi R_1 \mu_2 + \delta (\mu_1 - \mu_2)} \right]. \quad (6)$$

Но для индуктивности имеем

$$L = \frac{\Psi}{I} = \frac{\Phi w}{I}. \quad (7)$$

Окончательно

$$L = \frac{\mu_0 \mu_1 w^2 h}{2\pi} \ln \left[\frac{2\pi R_2 \mu_2 + \delta (\mu_1 - \mu_2)}{2\pi R_1 \mu_2 + \delta (\mu_1 - \mu_2)} \right]. \quad (8)$$

При отсутствии управляющего тока $\mu_1 = \mu_2$, получаем индуктивность обычного тора

$$L_0 = \frac{\mu_0 \mu_1 w^2 h}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}. \quad (9)$$

L_0 в формуле (9) представляет собой индуктивность тора без управляющего потока. Отношение $\frac{L}{L_0}$ имеет некоторый практический интерес:

$$\frac{L}{L_0} = \frac{\ln \frac{2\pi R_2 + \delta \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right)}{2\pi R_1 + \delta \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right)}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (10)$$

График функции $\frac{L}{L_0} = F\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)$ был рассчитан для различных значений, входящих в нее отношений постоянных $\frac{\delta}{R_2}$ и $\frac{R_1}{R_2}$. Он показан на рис. 2, где видно, что график построен при трех различных величинах отношения $\frac{R_1}{R_2}$ (0,4, 0,6, 0,8), а $\frac{\delta}{R_2} = 0,2$.

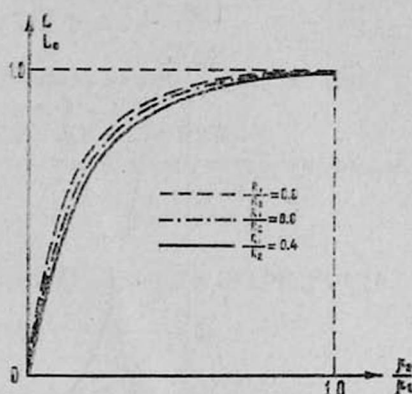


Рис. 2. Зависимость отношения $\frac{L}{L_0}$ от отношения $\frac{\mu_2}{\mu_1}$.

Из графиков следует, что при значениях проницаемости $\mu_2 = (0,3 - 1,0)$ μ_1 индуктивность меняется слабо. При уменьшении $\frac{\mu_2}{\mu_1}$ ниже уровня 0,3 индуктивность резко падает. В диапазонах $\frac{\mu_2}{\mu_1} = 0,6 - 1,0$ и $\frac{\mu_2}{\mu_1} = 0,01 - 0,18$ величина $\frac{L}{L_0}$ уменьшается почти линейно. Отметим, что увеличение отношения $\frac{R_1}{R_2}$ вли-

яет примерно так, как уменьшение отношения $\frac{\delta}{R_2}$.

Экспериментальная проверка

При выборе материала для системы переменной индуктивности руководствовались двумя принципами: необходимостью доведения общей зоны до глубокого насыщения и минимумом потерь через воздух в месте вхождения феррита в скобу. В этих целях для С-образного сердечника выбрали электротехническое железо, индукция насыщения которого примерно в десять раз превышает индукцию насыщения феррита. Торцовые поверхности скобы в месте вхождения феррита тщательно подгонялись.

После этого была снята характеристика индуктивности в зависимости от управляющего тока (рис. 3), число витков управляющей обмотки $w_y = 10\,000$. Весь диапазон изменения индуктивности можно разбить на три участка:

- 1) когда отношение $\frac{\mu_2}{\mu_1}$ больше 0,4, изменение индуктивности незначительно;
- 2) когда отношение $\frac{\mu_2}{\mu_1}$ находится в пределах 0,2—0,4, индуктив-

ность падает почти линейно и общий участок приближается к режиму насыщения;

3) общий участок входит в глубокое насыщение и дальнейшее увеличение напряженности поля управляющей обмотки очень слабо влияет на индуктивность.

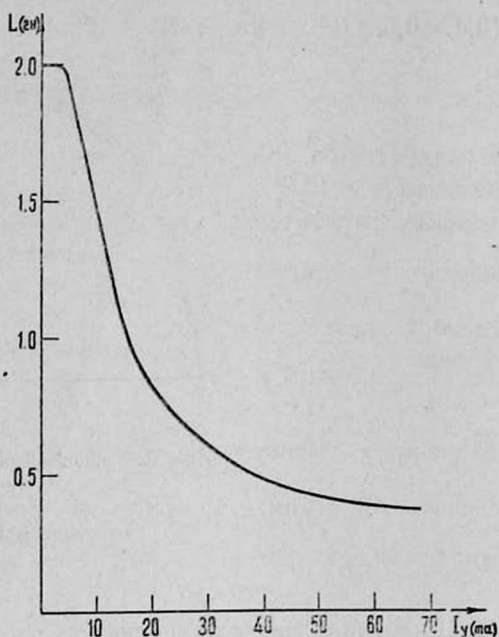


Рис. 3. Зависимость индуктивности тороидального сердечника от тока через управляющую обмотку.

Фактически получается четырехкратное изменение индуктивности.

Большой диапазон изменения индуктивности ($\frac{L_0}{L_{\min}} = 4$) дал возможность получить параметрическую генерацию на ферритовых торах, на частоте 25 герц ($R_1 = 18$ мм, $R_2 = 31$ мм, $h = 7$ мм, $\delta = 5$ мм, и 400 герц; $R_1 = 8$ мм, $R_2 = 17$ мм, $h = 5$ мм, $\delta = 4$ мм). Проницаемость сердечников μ_1 находится в пределах 1800—2000.

Наводки составили примерно 0,1% от амплитуды напряжения управляющей обмотки.

Выводы

Описанная система электронно-управляемой индуктивности целесообразна в частотном диапазоне от постоянного тока до верхнего предела применения электротехнического железа 15—20 кГц, когда необходимы большой диапазон изменения индуктивности и малый уровень наводок от управляющей обмотки, и может быть применена в параметрических фильтрах, перестраиваемых избирательных цепях и усилителях, магнитных модуляторах и других устройствах.

Широкому применению таких индуктивностей благоприятствует наличие возможности использования большого выбора стандартных то-роидальных сердечников.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5 апреля 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. „Управление и измерение на расстоянии“ (сборник статей) 4, ИЛ, М., 1962.
2. В. П. Миловзоров, Электромагнитная техника, М., 1964.
3. R. S. Duncan, H. A. Stone, Proceedings of the IRE, 44, 4 (1956).
4. А. М. Бамдас, Ю. А. Савиновский, Управляемые дроссели радиоволновой аппаратуры, М., 1966.

ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԻՆԴՈՒԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՖԻԼՏՐԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ռ. Հ. ՍԻՄՈՆԻԱՆ

Նկարագրված է էլեկտրոնային ղեկավարվող փոփոխական ինդուկտիվություն: Դուրս է բերված ինդուկտիվության բանաձևը, կախված ֆերիտե տորաձև միջուկների ինչպես երկրաչափական, այնպես էլ ֆիզիկական պարամետրերից: Նկարագրված է նաև փորձնական օրինակ, որը ունի ինդուկտիվության փոփոխության տիրույթի քառապատիկ արժեք:

ADJUSTABLE INDUCTOR FOR PARAMETRIC FILTRES

R. H. SIMONIAN

A new construction of adjustable inductor is described. A formula for inductance depending on the physical and the geometrical parameters of ferrit cores is found. The description of a practical example with fourfold value of the inductance variation range is given.

ВЛИЯНИЕ ПАРОВ СПИРТА НА РАБОЧУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ИСКРОВОЙ КАМЕРЫ

Г. С. АКОПЯН, Г. А. МАРИКЯН

Искровые камеры, применяемые в установках, содержащих ионизационный калориметр, должны иметь высокую эффективность регистрации частиц при больших (>10 мксек) задержках в подаче высоковольтного импульсного питания, а для облегчения условий экранирования радиотехнических усилителей ионизационных камер от наводок высоковольтного разряда должны работать при низком напряжении. Результаты ряда исследований показывают, что этим условиям лучше удовлетворяют искровые камеры, наполненные чистым неоном. Однако в спектрально чистом неооне треки частиц получаются размазанными и непригодными для определения траекторий частиц.

В установке по исследованию ядерно-активной компоненты космического излучения [1] применялись искровые камеры с размерами $100 \times 60 \times 12$ см³, наполненные „особо чистым“ неоном. При запуске от ионизационного калориметра (задержка в подаче высоковольтного импульса 10—20 мксек) в этих камерах регистрировались треки, позволяющие определять направления частиц с ошибкой $\sim 10^{-2}$ радиана.

По всей вероятности, от стенок и от электродов камеры со временем выделялись различные газы, приводящие к улучшению качества треков по сравнению с тем, что было наблюдеено в спектрально чистом неооне.

Изучаемая камера состояла из четырех идентичных слоев, межэлектродное расстояние которых равнялось 10 мм, а рабочая площадь электродов (железо толщиной 5 мм)— 8×30 см². Металлический корпус камеры был рассчитан на давление 20 атмосфер. Для наполнения необходимой смесью газов камера каждый раз откачивалась до давления 10^{-3} тор.

Высоковольтное импульсное питание подавалось через тиратрон типа ТГИ-410/16, постоянная времени выходной цепи которой равнялась $2 \cdot 10^{-7}$ сек. Питающий выпрямитель был рассчитан на 20 кв. Величина рабочего импульса при разных давлениях газа в камере подбиралась так, чтобы при задержках в подаче этого импульса $\leq 1,5$ мксек камера работала с одинаково высокой эффективностью ($>98\%$), независимо от давления и характера смеси газов. Фактически величина рабочего напряжения подбиралась значительно выше, чем граница, где эффективность камеры становилась 98% .

Управление подачей импульсного питания камеры осуществлялось с помощью двух рядов счетчиков Гейгера-Мюллера, расположенных над и под искровой камерой (рис. 1) и включенных в схему совпаде-

ний. Между нижним слоем камеры и II рядом счетчиков находилось вещество, допускающее регистрировать частицы (μ -мезоны) с энергией >100 мэв.

Измерения велись в следующих условиях опыта:

а) В качестве уплотнителей корпуса камеры использовались прокладки из вакуумной резины. Электроды камеры друг от друга разделялись с помощью столбиков из полистирола. Фотографирование производилось через стенку из органического стекла. Камера наполнялась „особо чистым“ неоном.

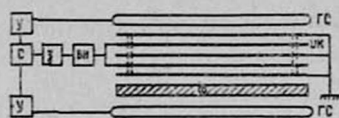


Рис. 1. Схема установки.

б) Чтобы исключить источники испарения в объеме камеры в качестве уплотнителя использовался металл индий. Изолирование электродов друг от друга и от корпуса осуществлялось с помощью фарфоровых изоляторов. Стенка из органического стекла была заменена стеклом. Камера наполнялась также „особо чистым“ неоном.

в) В условиях, указанных в пункте (б), камера наполнялась смесью паров спирта до давления 45–50 тор (давление насыщенных паров при комнатной температуре) и „особо чистым“ неоном до необходимого давления.

Измерения в условиях, указанных в пункте (а), показывают, что с течением времени работы искровой камеры уменьшается эффективность регистрации частиц. Особенно быстрое уменьшение наблюдается при задержках в подаче высоковольтного импульса >20 мксек [2]. В первый день после наполнения камеры рабочим газом (давление 1 и 4 атм) искры в отсеках образуются в направлении электрического поля, независимо от направления частицы, что согласуется с данными других авторов [3, 4]. Через несколько дней после наполнения газом, когда общее число срабатываний камеры составляло 20 тысяч, при давлении 4 атм с точностью 30% искры образуются по пути частицы, причем всегда угол наклона трека меньше, чем наклон истинной траектории частицы. При давлении 1 атм искры следуют по пути частицы в меньшей степени [5], а когда высоковольтный импульс подается с задержкой >6 мксек, вовсе не наблюдаются наклонные треки, хотя регистрируются частицы, проходящие под различными углами к направлению электрического поля в камере.

Рабочие характеристики искровой камеры, работающей в условиях, указанных в пункте (б), заметно отличаются от характеристик в условиях (а). Зависимость эффективности регистрации частиц в условиях (б) от числа срабатываний камеры для разных значений времени задержки в подаче рабочего импульса представлена на рис. 2, где по оси абсцисс отложено число срабатываний камеры (снизу указано время, прошедшее после наполнения газом), а по оси ординат—эффективность в процентах. Здесь и на следующих графиках указаны стати-

Размытость треков увеличивается с увеличением задержки в подаче рабочего импульса. Это наглядно видно из рис. 3—4, где представлены фотографии треков пяти частиц, проходящих в разное время со-

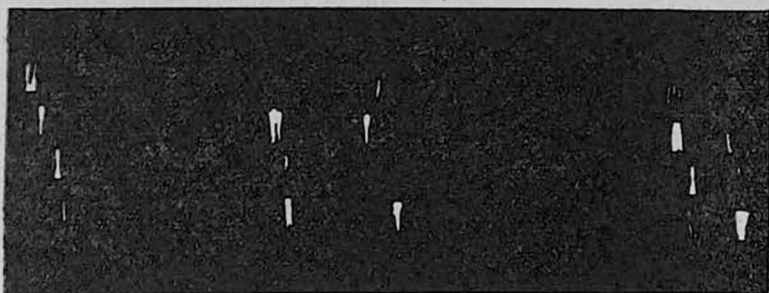


Рис. 4. Фотография треков частиц в „особо чистом“ неоне при задержке рабочего импульса на 11 мксек.

ответственно при задержке 1,5 и 11 мксек, при давлении газа в камере 2,9 атм.

Добавление паров спирта к „особо чистому“ неону (условия пункта в) приводит к заметному улучшению качества треков в искровой камере, как при давлении 1 атм (рис. 5), так и при 4,6 атм



Рис. 5. Фотография треков в смеси „неон-спирт“ с общим давлением 1 атм при задержке рабочего импульса на 1,5 мксек.

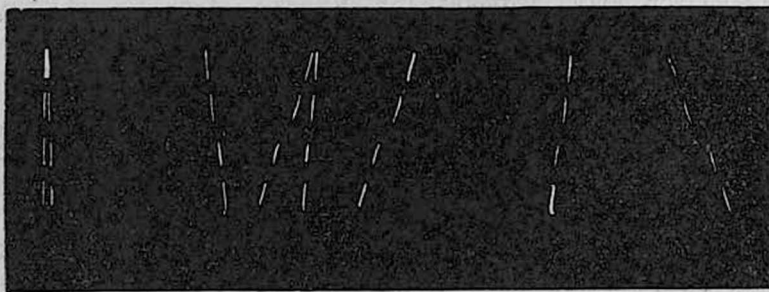


Рис. 6. Фотография треков в смеси „неон-спирт“ с общим давлением 4,6 атм при задержке рабочего импульса на 1,5 мксек.

(рис. 6). Однако сильно ускоряется спад эффективности регистрации частиц с течением времени работы камеры.

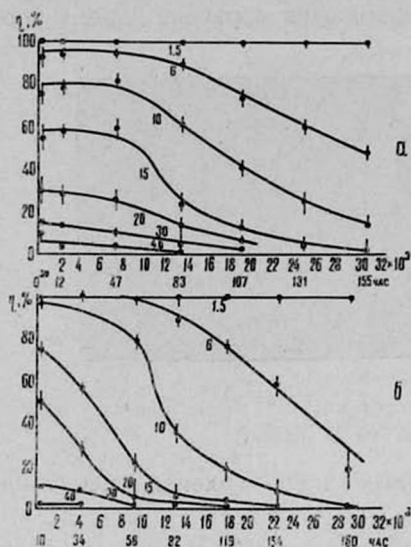


Рис. 7. Кривые зависимости эффективности от числа срабатываний искровой камеры, наполненной смесью „особо чистого“ неона и парами спирта. а — давление 1 атм, б — давление 4,6 атм.

На рис. 7. представлены кривые зависимости эффективности от числа срабатываний камеры (и от времени, прошедшего после ее наполнения) для разных значений времени задержки в подаче рабочего импульса (цифры на кривых в мксек).

В условиях в) заметно увеличивается степень локализации искры на пути частицы. Даже при общем давлении смеси газов, равном 1 атм, наблюдаются треки с наклоном (в отношении электрического поля) до 17° , причем в среднем направление частиц определяется с ошибкой, равной 40%. Когда давление смеси достигает 4,6 атм эта ошибка уменьшается до 25%, а предельный регистрируемый угол наклона достигает 28° при задержке рабочего импульса на 1,5 мксек.

Некоторое слежение искры по истинной траектории частицы наблюдается также при задержках в подаче рабочего импульса на 6 мксек. При этом направление частиц в среднем определяется с ошибкой $\pm 40\%$, а предельный регистрируемый угол достигает 18° .

Измерения наблюдаемой ширины треков велись при различных режимах работы искровой камеры. Так как трек по всей длине не имеет постоянной ширины, он измерялся в трех местах: в середине и на концах, на расстоянии по 1,5 мм от электродов. Неравномерность ширины трека особенно заметна при работе камеры в условиях б), когда замечается почти непрерывное сужение трека по направлению от отрицательного электрода к положительному (заземленному). В среднем ширина трека у отрицательного электрода (на расстоянии 1,5 мм) в 1,3 раза больше, чем у заземленного.

Измерению подвергались треки, зарегистрированные в первый день работы камеры, и треки, зарегистрированные позже. Оказалось, что со временем, прошедшем после наполнения камеры рабочим газом, происходит уменьшение ширины трека. Это особенно проявляется при работе камеры в условиях а). В этом случае за неделю ширина трека уменьшилась в 1,5 раза, тогда как при работе в условиях б) она за два месяца уменьшилась всего в 1,25 раза. В условиях в) наблюдается более медленное сужение трека со временем.

В таблице представлены измеренные значения толщины треков, зарегистрированных в первый день работы искровой камеры в разных

Таблица

Средняя ширина треков в мм-ах

Условия работы камеры	Давление (ат.)	Время задержки (мксек)			
		1,5	6	10	15
а	1,0	$1,76 \pm 0,25$	—	—	—
	4,0	$1,71 \pm 0,25$	—	—	—
б	1,0	$2,6 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,8$	—	—
	2,9	$2,2 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,9$	$5,2 \pm 1,0$	—
в	1,0	$0,83 \pm 0,12$	$1,01 \pm 0,15$	—	$1,05 \pm 0,15$
	4,6	$0,93 \pm 0,13$	$1,13 \pm 0,15$	—	$1,32 \pm 0,20$

условиях. Видно, что в смеси „особо чистого“ неона и паров спирта треки получаются в 3—4 раза уже, чем в „особо чистом“ неоне, без каких-либо примесей. В условиях а) также получаются узкие треки, но они в среднем в 2 раза шире, чем в присутствии паров спирта в камере.

Следовательно, прибавление паров спирта к „особо чистому“ неону приводит к улучшению условий определения направления частицы в искровой камере с межэлектродным зазором 10 мм, но уменьшает эффективность регистрации частиц при больших задержках в подаче рабочего высоковольтного импульса и укорачивает срок работы камеры. Если не приняты особые меры, исключающие возможность испарения в рабочем объеме камеры, с течением времени ее рабочие характеристики приближаются к характеристикам камеры, наполненной „особо чистым“ неоном и парами спирта при давлении насыщения.

В заключение выражаем благодарность К. А. Матевосяну, Н. Х. Бостанджяну за участие в обсуждении результатов измерений.

Ереванский институт физики

Поступила 28 августа 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. D. T. Vardumian, G. A. Marikyan, K. A. Matevosian, Proc 9th Intern. Confer. on Cosmic Rays, London, 1966.
2. Г. С. Акопян, Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам, Алма-Ата, 1966 (в печати).
3. М. И. Дайон, Г. А. Лексин, УФН, 80, 281 (1963).
4. Л. С. Новиков, ПТЭ, 4, 45 (1965).
5. Г. С. Акопян, Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, ПТЭ, 3, 1967.

ՍՊԻՐՏԻ ԳՈՒՈՐԾԻՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՅԻԿԻ
ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Ս. ՀԱԿՈՔՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Հետազոտված է կայծային խցիկի աշխատանքը նրա մեջ լցվող գազի (կամ գազերի խառնուրդի) զանազան պարամետրերի դեպքում:

Որոշվել է տիեզերական լիցքավորված մասնիկների արձանագրման արդյունավետության կախումը արգեն արձանագրված մասնիկների ընդհանուր թվից և խցիկը զազուվ լցնելուց հետո անցած ժամանակամիջոցից, ընդորում, շափումները կատարվել են՝ մասնիկը խցիկից անցնելու պահից մինչև խցիկին աշխատանքային խմուխ տալու պահը ընկած ժամանակամիջոցի տարբեր արժեքների դեպքում ($1,5 \div 50$ միկրովայրկյան):

Պարզվել է, որ «հատկապես մաքուր» նեոնին սպիրտի հաղեցած զոլորչիներ խառնելու դեպքում զգալիորեն բարելավվում է արձանագրվող հետքերի որակը և նրանք ավելի մեծ ճշտությամբ են համընկնում մասնիկների իրական հետադոծերի հետ:

EFFECTS OF THE ALCOHOL VAPOUR ON THE OPERATING
CHARACTERISTIC OF THE SPARK CHAMBERS

G. S. HAKOPIAN and G. A. MARIKIAN

It is investigated the operation of the spark chamber in the cases of various parameters of the filled gas (or gas mixtures). It is determined the dependence of the cosmic ray charged particles registration efficiency upon the total number of the particles already registered and upon the time passed after filling the chamber with gas. The measurements are carried out for various delays ($1,5-50 \mu$ sec) between the passage of the particle through the chamber and the high voltage pulse supply. It is found that when saturated alcohol vapour is mixed to the „especially pure“ neon, the tracks quality will significantly improved and they will coincide with the particle real trajectories more correctly.

ОДНОВИТКОВЫЕ ИНДУКТИВНОСТИ НА МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ И МЕТОДИКА ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

К. А. НАРИНЯН

Исследованы одновитковые напыленные индуктивности на тонких магнитных пленках. Приводится методика расчета и измерения индуктивности посредством куметра на высоких частотах. Полученные результаты действительны только для малых сигналов.

В в е д е н и е

В некоторых областях высокочастотной радиотехники, например, в системах частотной модуляции, параметрических системах и т. д., необходимы управляемые реактивные элементы—емкости и индуктивности. В определенных условиях имеет смысл использовать в качестве последних тонкие магнитные пленки [1, 2].

Индуктивность элемента на магнитной пленке зависит от ее геометрических размеров, магнитной проницаемости в направлении остаточной намагниченности, количества напыленных или намотанных витков, от амплитуды и частоты тока. Последнее обстоятельство, очевидно, ограничивает частотный предел технического применения магнитных пленок. Проницаемость магнитных пленок меняется с частотой. Одновременное увеличение потерь может привести к снижению или потере управляемых свойств пленки. Поэтому очень важно знать частотные свойства пленочных индуктивностей на частотах более низких, чем собственная частота ферромагнитного резонанса магнитных пленок (500—600 $M\mu$). Мостовые методы измерений на столь высоких частотах трудно осуществимы по ряду технических причин.

Для измерения индуктивности пленочных компонент мы использовали куметр системы *Tesla* BM-409 с диапазоном 16—300 $M\mu$. На указанных частотах точность измерений ограничивается междувитковой емкостью обмотки. Поэтому исследовались только одновитковые индуктивности. Добавим, что одновитковое исполнение также наиболее приемлемо по технологии. Как будет показано ниже, значения индуктивностей образцов не превышают нескольких наногенри. Поэтому в работе уделено внимание вопросу сведения погрешностей измерения к минимальным значениям.

Индуктивность одновиткового элемента

На рис. 1, а и б приведены два типа индуктивностей:

а) медная полоска напылена непосредственно вокруг тонкой магнитной пленки $FeNi\ 17/83\%$, с применением изоляции из монооксида кремния между магнитной пленкой и полоской;

б) виток охватывает стеклянную подложку, что облегчает технологию изготовления. Соответствующие размеры приведены на рис. 1а, 1б и в табл. 1.

Пользуясь [3], можно вывести приближенную формулу для индуктивности

$$L = \frac{\mu \mu_0 a^2}{b} + \frac{\mu_0 (p+h)a}{b} = L_M + L_s, \quad (1)$$

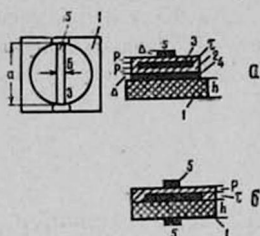


Рис. 1. Напыленная пленочная индуктивность: а) обмотка напылена вокруг магнитной пленки (плотный охват), б) обмотка напылена с охватом подложки (неплотный охват). 1—стеклянная подложка размерами $18 \times 18 \times 0,2$ мм, 2—изоляция из монооксида кремния $P=2$ мк, 3—магнитная пленка, 4—медный подслои $\Delta=1$ мк, 5—шина индуктивности $\Delta=1$ мк.

где $(p+h)$ — толщина изоляции,
 τ — толщина магнитной пленки,
 μ — относительная магнитная проницаемость,
 μ_0 — магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-9}$ н/см,
 b и a — геометрические размеры образца, приведенные на рис. 1.

Формула (1) будет тем более точной, чем больше отношения $\frac{a}{h+p}$ и $\frac{a}{\mu\tau}$. Для данных рис. 1 при $\mu=2000$ эти отношения составляют 20–30.

Таблица 1*

№ образцов	Способ изгот.	$p+h$ мк	b мк	L нГн		L_B нГн		L_M нГн		H_k	τ А	a см
				Р	И	Р	И	Р	И			
25—1	рис. 1а	3	300	5	5	—	—	4,9	4,8	4,0	2700	0,6
25—3	рис. 1а	3	300	4,2	4,3	—	—	4,1	4,2	4,5	2700	0,6
1736	рис. 1б	210	500	11,5	8	3,3	4,8	8,2	3,2	3,3	2700	0,6
3	рис. 1б	210	500	11,9	8,6	3,0	5,2	8,9	3,4	3,3	3000	0,6

* Р — расчетные данные,
 И — данные измерений.

Магнитные параметры измерялись аппаратурой, описанной [8].

При пользовании формулой (1) μ вычислялась из соотношения $\mu = \frac{4\pi M}{H_k}$,

где $4\pi M = 8000$ гаусс.

Индуктивность состоит из 2 частей: L_s — доля индуктивности от потока через воздух — „воздушная индуктивность“, L_M — доля индуктивности от потока через магнитную пленку — „индуктивность магнитной пленки“.

Если подставить в (1) соответствующие размеры и параметры, то можно убедиться, что L_M одного порядка с L_s , когда виток неплот-

но охватывает пленку (рис. 16), а в случае плотного охвата (рис. 1а) — $L_0 \ll L_M$.

Принимая L_0 не зависящей от частоты при очень тонкой шине (порядка 1–2 мк), определим, как меняется L_M в зависимости от положения вектора намагниченности и далее, при сохранении первого условия, от частоты. В выражении (1) переменной величиной является μ , поэтому естественно рассмотреть изменение μ от указанных факторов [2].

На рис. 2 показано расположение пленочного элемента относительно осей координат, поле смещения H_0 и переменное поле $H \ll H_k^*$. На основе работы [2] легко показать, что статическая и динамическая дифференциальные магнитные проницаемости пленки выражаются уравнениями

$$\mu = \frac{4\pi M}{H_k} \cdot \frac{\sin^2(\varphi - \alpha)}{\cos 2\varphi + h \cos(\psi - \varphi)}, \quad (2)$$

$$\mu(j\omega) = \frac{4\pi M}{H_k} \cdot \frac{\sin^2(\varphi - \alpha)}{1 - \frac{\omega^2}{4\pi\gamma^2 M H_k} + j\frac{\omega}{\gamma H_k} \frac{a_0}{\gamma} + \cos 2\varphi + h \cos(\psi - \varphi)}, \quad (3)$$

где a_0 — коэффициент затухания для магнитных пленок, равный 0,1–0,01, γ — гиромагнитный коэффициент,

$$h = \frac{H_0}{H_k}.$$

Как известно, собственная частота ферромагнитного резонанса магнитных пленок определяется выражением [4]

$$\omega_0 = \gamma [4\pi M H_k]^{\frac{1}{2}}.$$

Исходя из этого, выражение (3) можно видоизменить так:

$$\mu(j\omega) = \frac{4\pi M}{H_k} \frac{\sin^2(\varphi - \alpha)}{\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{\omega}{\omega_0} 4\pi a_0 \gamma M + \cos 2\varphi + h \cos(\psi - \varphi)}. \quad (3a)$$

В частном случае, когда постоянное поле $H_0 = 0$ и $\varphi = 0$, возможно определить два вида проницаемости: в одном случае H приложено перпендикулярно оси анизотропии, $\alpha = 90^\circ$, а во втором — параллельно оси анизотропии, $\alpha = 0$. Для последнего случая $\mu_{11} = 1$, а при $\alpha = 90^\circ$

$$\mu_T = \frac{4\pi M}{H_k} = \mu_T(0),$$

$$\mu_T(j\omega) = \frac{\mu_T(0)}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{\omega}{\omega_0} 4\pi a_0 \gamma M}.$$

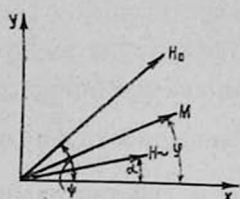


Рис. 2. Векторная диаграмма для условия равновесия вектора намагниченности $\vec{M}$.

* H_k — после анизотропии.

Соответственно статическая и динамическая индуктивности выразятся так:

$$\left. \begin{aligned} L(0) &= L_0 + A\mu_T(0) \\ L(j\omega) &= L_0 + A \frac{\mu(0)}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{\omega}{\omega_0^2} 4\pi\alpha_0\gamma M} \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Для анализа процессов на высоких частотах введем нормализованную проницаемость трудного направления $\frac{\mu_T(j\omega)}{\mu_T(0)}$ и разложим ее на мнимую и действительную части

$$\frac{\mu_T(j\omega)}{\mu_T(0)} = \frac{\left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right] - j \frac{\omega}{\omega_0^2} 4\pi\alpha_0\gamma M}{\left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right]^2 + \left[\frac{\omega}{\omega_0^2} 4\pi\alpha_0\gamma M\right]^2} = \frac{\mu'_T}{\mu_T(0)} - j \frac{\mu''_T}{\mu_T(0)},$$

где μ'_T — мнимая часть проницаемости или проницаемость потерь,

μ''_T — действительная часть проницаемости, определяющая индуктивность.

На рис. 3 приведены вычисленные на ЭЦВМ теоретические кривые зависимости

$$\frac{\mu'_T}{\mu_T(0)} = f\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) \text{ и } \frac{\mu''_T}{\mu_T(0)} = \varphi\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$$

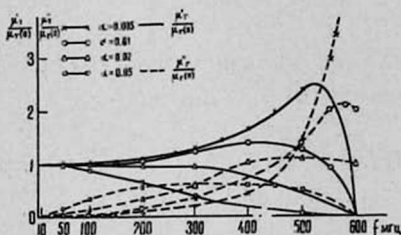


Рис. 3. Теоретические кривые изменения нормализованной проницаемости от частоты.

зующих явление ферромагнитного резонанса, в лучшем случае достигает 350 МГц.

для различных α_0 и для типичного случая, когда $\omega_0 = 600$ МГц. Как видно из кривых, индуктивность (проницаемость) растет или уменьшается в зависимости от изменений α_0 в пределах 0,01 ÷ 0,02. Одновременно с ростом индуктивности увеличиваются потери, поэтому можно утверждать, что рабочий диапазон радиотехнических систем на магнитных пленках, не исполь-

Возможности куметра TESLA

Исходя из того, что измеряемые индуктивности малы, необходимо при измерениях учесть паразитные параметры куметра и установить, какие минимальные изменения индуктивности можно измерить с заданной точностью.

На рис. 4 приведена эквивалентная схема измерительного контура куметра, где

$L_0 = 2,9 \cdot 10^{-9}$ мГн — индуктивность внутренней части измерительного контура,

$C_{\text{и}} = C$ — емкость измерительного конденсатора куметра,

$L_s = 2,2 \cdot 10^{-9}$ мГн — индуктивность зажимов C_x ,

$L_c = 0,4 \cdot 10^{-9}$ мГн — индуктивность измерительного конденсатора,

$R_0 = 3,6 \cdot 10^{-6} \sqrt{f_{\text{ом}}}$ — последовательное сопротивление внутренней части измерительного контура куметра,

$R_{\text{д}}$ — затухание, вносимое детектором.

Влияние двух последних параметров проявляется обычно при измерении больших добротностей, поэтому их можно не учитывать.

Рассмотрим влияние L_0 , L_s и L_c на измерения [5]. Индуктивность L_0 увеличивает кажущуюся индуктивность

$$L' = \frac{1}{\omega^2 C}, \quad (5a)$$

где ω — циклическая частота измерения.

Истинное значение измеренной индуктивности будет меньше на величину L_0 :

$$L = \frac{1}{\omega^2 C} - L_0. \quad (56)$$

Измеряемый элемент обычно присоединяется к измерительным клеммам L_x куметра короткими проводами (2—3 мм), но и в этом случае индуктивность этих проводов соизмерима с индуктивностью измеряемого образца. Поэтому индуктивность выводов образца надо учесть в L_0 . С этой целью и для предотвращения различных ошибок к измерительным клеммам прибора присоединяется специальная колодка с двумя короткими посеребренными металлическими шинами, к которым припаивается измерительный элемент. Закорачивая эти шины, можно измерить значение паразитной индуктивности L_0 .

Индуктивность L_c увеличивает эквивалентную емкость измерительного конденсатора. Прежде чем учесть влияние L_c , заметим, что для увеличения низкочастотных пределов измерения иногда приходится добавлять добавочную емкость к измерительному конденсатору куметра, которая подключается к клеммам C_x прибора. Для указанного случая емкость измерительного контура будет иметь эквивалентную схему (рис. 5),

где $L_{\text{дс}}$ — индуктивность выводов дополнительного конденсатора плюс L_s ,

$C_{\text{д}}$ — емкость дополнительного конденсатора,

$C_{\text{с}}$ — общая емкость измерительного контура.

Составив выражение для проводимости двух реактивных параллельно соединенных сопротивлений [6]

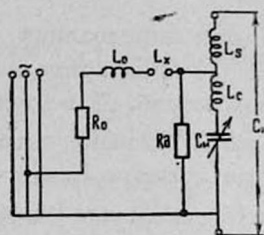


Рис. 4. Эквивалентная схема измерительного контура куметра.

$$-j\omega C_s = \frac{1}{j\left(\omega L_c - \frac{1}{\omega C_H}\right)} + \frac{1}{j\left(\omega L_{ds} - \frac{1}{\omega C_d}\right)},$$

найдем

$$C_s = \frac{C_H}{1 - \omega^2 L_c C_H} + \frac{C_d}{1 - \omega^2 L_{ds} C_d} = C'_s + C''_s. \quad (6)$$

Максимальное значение емкости измерительного конденсатора куметра составляет 110 пф, поэтому, например, на частоте 120 МГц $C''_s = 113$ пф.

Для определения C'_s необходимо знать индуктивность L_{ds} . Значение C_d предварительно уточняется на низкочастотном мосте. Для добавочной емкости не более 90 пф C'_s можно непосредственно определить на том же куметре, используя правое слагаемое (6). По известным значениям C_s и C''_s можно вычислить L_{ds} . Далее строятся кривые зависимости

$$C'_s = \varphi(\omega), \quad C''_s = \varphi(\omega)$$

(здесь не приводятся), которые используются при измерениях. Заметим, что во избежание ошибок необходимо принять меры, чтобы добавочный конденсатор при каждом измерении подключался к клеммам C_x в одинаковом положении.

Для исследования частотной зависимости пленок необходимо определить только индуктивность, вносимую магнитной пленкой L_M . Для этого необходимо произвести два измерения. В одном случае определяется полная индуктивность элемента L , а во втором — воздушная индуктивность L_0 . Величина L_M равна разности

$$L_M = L - L_0. \quad (7)$$

Для определения L_0 достаточно поднести к элементу постоянный магнит. В этом случае вектор намагниченности M пленки будет заторможен в сильном поле и $\mu = 1$. Нетрудно показать, что L_M можно вычислить непосредственно из показаний куметра

$$L_M = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{C_{s2} - C_{s1}}{C_{s2} \cdot C_{s1}} = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{\Delta C}{C_{s1} \cdot C_{s2}}, \quad (8)$$

где C_{s1} и C_{s2} — эквивалентные измерительные емкости контура при $\mu \gg 1$ и $\mu = 1$ соответственно, и тогда учитывать L_0 нет необходимости.

Рассмотрим вопрос о погрешностях измерений, а также поставим задачу, какие минимальные относительные изменения индуктивности можно измерить на куметре Tesla с относительной погрешностью, не превышающей допустимую.

Допустимые относительные погрешности шкал емкости и частоты у куметра Tesla составляют 1%. Из выражения (5а) вероятная относительная погрешность в определении L составит

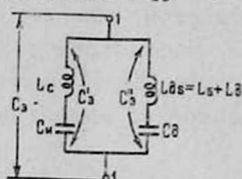


Рис. 5. Эквивалентная схема конденсатора измерительного контура: 1—1 клеммы C_x куметра.

$$\frac{\delta L}{L} = \sqrt{\left(2 \frac{\delta \omega}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\delta C}{C}\right)^2} \approx 2,2\%.$$

Изменение индуктивности элемента при воздействии постоянным магнитом на величину ΔL вызывает изменение резонансной емкости контура на величину ΔC . Для резонансного контура куметра после изменения индуктивности справедливо уравнение

$$L + \Delta L = \frac{1}{\omega^2 (C_{s1} + \Delta C)}. \quad (9)$$

Вычитая выражение (5а) из выражения (9) и считая $C_s = C$, получим

$$\Delta L = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{1}{C - \Delta C} \approx \frac{1}{\omega^2} \frac{\Delta C}{C^2},$$

так как $\Delta C \ll C$ из-за малой величины изменения емкости измерительного контура. Тогда относительная погрешность измерения ΔL будет равна

$$\frac{(\delta \Delta L)}{\Delta L} = \left\{ \left[\frac{\delta (\Delta C)}{\Delta C} \right]^2 + \left[2 \frac{\delta \omega}{\omega} \right]^2 + \left[2 \frac{\delta C}{C} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Из уравнения (9)

$$\Delta C = \Delta L C^2 \frac{\omega^2}{1 + \frac{\Delta L}{L}} = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{C}{1 + \frac{\Delta L}{L}}. \quad (11)$$

Далее, умножим и разделим первое слагаемое под радикалом в выражении (10) на $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2$, подставив в него значение ΔC из уравнения

(11). Решая полученное выражение относительно $\frac{\Delta L}{L}$, получим

$$\left[\frac{\Delta L}{L} \right]_{\min} = \left\{ \frac{\left[\frac{\delta (\Delta C)}{C} \right]^2}{\left[\frac{\delta (\Delta L)}{\Delta L} \right]_{\text{доп}}^2 - \left[2 \frac{\delta \omega}{\omega} \right]^2 - \left[2 \frac{\delta C}{C} \right]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

При подключении добавочного конденсатора C_d емкость измерительного контура C_s растет. Поэтому погрешность при определении ΔC должна уменьшаться. Однако при значительном увеличении C_s кривая $u_c(C_s)$ становится более пологой и увеличивается предельное минимальное значение изменения емкости, которое требуется для заметного перемещения стрелки указателя добротности куметра. Поэтому слишком увеличивать C_s не следует. Погрешность $\frac{\delta \Delta G}{\Delta C}$ была определена экспериментально. Из многократных измерений ΔC при $C_s = 300$ пф было найдено среднее арифметическое ΔC_0 . При добротности измерительного контура $Q > 30$

$$\frac{\delta (\Delta C)}{\Delta C} = \frac{\Delta C_{\max} - \Delta C_0}{\Delta C_0} \approx 10^{-2},$$

где $\Delta C_{\max}$ максимальное отклонение ΔC от среднего значения ΔC_0 . Так как при измерении малых значений индуктивности частота постоянна, то второй член в знаменателе выражения (12) можно отбросить. Неточность установки частоты имеет значение только при измерении абсолютного значения индуктивности. Величина $2 \frac{\Delta C}{C}$ составляет 2%. С учетом изложенного была получена расчетная формула для определения минимального отношения $\left[\frac{\Delta L}{L} \right]_{\min}$ при заданной допустимой погрешности в определении ΔL :

$$\left[\frac{\Delta L}{L} \right]_{\min} \approx \frac{10^{-2}}{\left\{ \left[\frac{\delta(\Delta L)}{\Delta L} \right]_{\text{доп}} - 4 \cdot 10^{-4} \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (13)$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В табл. 1 приведены геометрические размеры и магнитные параметры образцов. Во всех случаях оси обмоток совпадают с осью трудного намагничивания пленки. В той же таблице приведены рассчитанные по выражению (1) индуктивности и данные измерений на частоте 40 МГц. Для системы с плотным охватом (рис. 1а) расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой. Видно, что воздушная индуктивность исчезающе мала, как и следовало ожидать. Вторая пара образцов изготовлена намоткой одного витка тонкой медной ленты вокруг стеклянной подложки с пленкой. Воздушная индуктивность здесь соизмерима с индуктивностью пленки, а расхождение между экспериментальными и расчетными данными очевидно объясняется неточностью выражения (1).

Кривые зависимости $\mu'_T = \varphi \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)$ для группы образцов приведены на рис. 6. Для сравнения в табл. 2

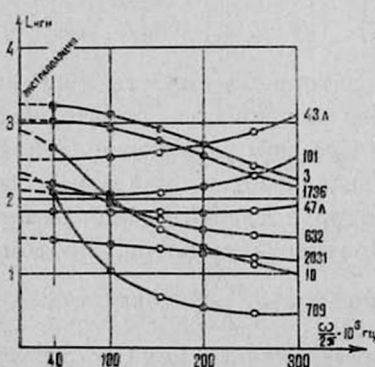


Рис 6. Кривые зависимости индуктивности изделий от частоты.

приводятся некоторые магнитные параметры образцов. Низкочастотный предел измерений составляет 40 МГц. Кривые экстраполированы к нулевой частоте. Если сравнить их с теоретическими (рис. 3), то обнаруживается качественное сходство.

По характеру зависимости μ'_T от частоты пленки можно разделить на четыре основные группы.

Группа А характеризуется затуханием α , меньшим критического. У пленок этой группы μ'_T растет с ростом частоты благодаря резонансу в поле анизотропии H_K . Как видно из табли-

цы, у пленок группы *A* очень незначительная угловая дисперсия анизотропии.

У пленок групп *B* и *Г* проницаемость уменьшается с ростом частоты, при этом у *B* монотонно, у *Г* уменьшение проницаемости происходит довольно резко в области частот до 100 МГц и далее отно-

Таблица 2*

№№	Группа	H_c Э	H_k Э	H_c/H_k	Толщ. А	β_{90}	α см
43Л	А	1,8	4,2	0,43	1670	1,1°	1
101	А	—	—	—	1500	1,3°	1
47Л	Б	3,1	3,7	0,84	1900	1,7°	1
2031	Б	—	—	—	2200	2,5°	0,6
1736	В	2,3	3,3	0,70	2700	6°	0,6
3	В	2,2	3,3	0,67	3000	6,5°	0,6
10	Г	2,7	3,0	0,90	2500	10°	0,6
709	Г	—	—	—	4000	<20°	0,6

* β_{90} — угол дисперсии анизотропии.

H_c — коэрцитивная сила смещения.

сительно медленно. Угловая дисперсия здесь очень велика, особенно у пленок группы *Г*.

Имеется промежуточная группа *Б*, где μ' почти постоянна на всех частотах, то есть пленки этой группы имеют критический параметр затухания.

В заключение прикинем параметры резонансного контура, который можно получить, если напылить емкость параллельно выводам образца № 25-1. Считая $L + 5$ нГн для частоты 100 МГц, получим емкость контура 500 пФ и эквивалентное сопротивление $R_s = 33$ ом, если считать добротность индуктивности равной 10 [7]. На частоте 200 МГц $C = 125$ пФ, $R_s = 66$ ом.

В ы в о д ы

1. Куметр Tesla BM-409 при соответствующем приспособлении можно использовать для измерения некоторых радиочастотных параметров магнитных пленок и индуктивностей, изготовленных из этих пленок.

2. Индуктивность одновиткового элемента на магнитной пленке в напыленном исполнении при диаметре пленки 10 мм и толщине 2000 Å достигает 5 нГн.

3. Резонанс в поле анизотропии H_k возможен только для пленок с дисперсией не более 1,4—2°.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Pohn, A. Read, R. M. Stewart, J. of Applied Physics, Suppl, vol. 31, № 5, 1960.
2. K. Saban, Zeitschrift für Angewandte Physik, 13, 420 (1961).
3. Б. Я. Жуховицкий, И. Б. Нейневицкий, ТОЭ, ч. II, М., „Энергия“, 1965.
4. D. O. Smith, J. of Applied Physics, v. 29, № 3, pp. 264—273, 1958.
5. Г. А. Ремез, Курс основных радиотехнических измерений, М., „Связь“, 1966.
6. К. М. Поливанов, ТОЭ, ч. 1, М., „Энергия“, 1965.
7. К. А. Наринян, Вопросы радиоэлектроники, сер. 7, вып. 3, стр. 102, 1966.

ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՄԻԱԳԱԼԱՐ
ԻՆԴՈՒԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ՆՐԱ ՉԱՓՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ

Կ. Ա. ՆԱՐԻՆՅԱՆ

Տրված է մագնիսական բարակ թաղանթների միադալար ինդուկտիվության վերլուծությունը փոքր ազդանշանների առկայության դեպքում: Տրված է նաև ինդուկտիվության հաշվարկի և չափումների մեթոդիկան Q-մետրի միջոցով: Փորձնական արդյունքները համեմատված են տեսության հետ:

HIGH FREQUENCY ONE TURN THIN MAGNETIC
FILM INDUCTANCES

K. A. NARINIAN

An analysis of the operation of the thin magnetic film inductors in the frequency region up to 300 MHz is given. The inductance and the Q-factor are determined with the help of a Q-meter. Experimental results are compared with the theoretical expectation taken for a small signal.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ ТОНКИХ
МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ КУМЕТРА

К. А. НАРИНЯН, К. А. ЕГИЯН

Коэффициент затухания тонких магнитных пленок α является одним из основных параметров, характеризующих [поведение пленок при высоких частотах, в связи с чем в ряде работ рассматривается его частотная зависимость и методы измерения [1—3]. В этих работах α определялся по ширине линий поглощения ферромагнитного резонанса, причем во всех работах он уменьшался с ростом частоты.

В настоящей работе для измерения α в диапазоне частот 50—250 МГц используется куметр. α рассчитывается по отношению действительной части проницаемости пленки по трудной оси к ее мнимой части.

Методика измерений. Из общей теории магнитных спектров можно показать, что при высоких частотах дифференциальная магнитная проницаемость магнитных пленок по трудной оси имеет вид [4]

$$\mu_T(j\omega) = \frac{4\pi M}{H_k} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{\omega}{\omega_0} 4\pi \alpha \gamma M}, \quad (1)$$

где ω — циклическая частота измерений;

ω_0 — собственная частота ферромагнитного резонанса магнитных пленок, определяемая выражением

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{4\pi M H_k}, \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, равное $1,83 \cdot 10^7$ э/сек⁻¹;

H_k — поле анизотропии;

M — намагниченность насыщения, которая в дальнейшем принималась равной $10^4/4\pi$ эс.

Определив из выражения (1) действительную и мнимую части проницаемости пленки, получим

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{4\pi \alpha \gamma \omega} = Q_M, \quad (3)$$

где Q_M — добротность ферромагнитной пленки по аналогии с массивными материалами [5].

Определив Q_M из куметрических измерений, можно по выражению (3) вычислить α .

Для определения Q_M использовался куметр Tesla BM-409. Вокруг стеклянной подложки с напыленной магнитной пленкой наматы-

зается один или несколько витков (в зависимости от частоты) медной проволоки диаметром 0,2 мм. Полученная индуктивность подключается к клеммам L_x куметра. Как обычно, μ_1 определяется по сдвигу резонансной частоты, а μ_2 — изменением добротности контура куметра. Используя обычные соотношения, можно показать, что добротность пленки определяется из выражения [6]

$$Q_M = \frac{\Delta G}{G_2} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{Q_1 - Q_2}, \quad (4)$$

где $\Delta C = C_1 - C_2$;

C_2 и C_1 — показания измерительного конденсатора куметра при наличии и отсутствии образца в измерительном контуре;

Q_2 и Q_1 — соответствующие показания измерителя добротности.

Для определения Q_1 и C_1 использовалось большое смещающее поле порядка 100 э, при этом проницаемость магнитной пленки и проницаемость воздуха равны.

Точность измерений Q_M — $3 \div 15\%$ в зависимости от добротности пленки.

Результаты измерений. Были исследованы три пленки состава 81% Ni, 17% Fe. Образцы были получены методом вакуумного напыления в постоянном поле 40 э. Пленки осаждались на нагретые покровные стекла размером $18 \times 18 \times 0,2$ мм и имели форму дисков диаметром 10 мм. Толщина пленок 1700–1900 Å. Поле анизотропии H_k , коэрцитивная сила H_c определялись феррографическим методом на частоте 1000 ц. H_k определялась по Кобелеву [7]. H_c — в поле 5 э. Угловая дисперсия φ_{80} определялась импульсным методом № 1 Кротера.

В табл. 1 приводятся данные измерений магнитных характеристик, а также измеренные на разных частотах добротности пленок Q_M . Значения $\frac{\omega_0}{2\pi}$, приведенные в таблице, определялись по формуле (2).

Таблица 1

№№ образцов	H_c , э	H_k , э	$\frac{H_c}{H_k}$	φ_{80}	$\frac{\omega_0}{2\pi}$ $M_{Гц}$	Q_M				
						50 $M_{Гц}$	100 $M_{Гц}$	150 $M_{Гц}$	2000 $M_{Гц}$	250 $M_{Гц}$
11П	2,8	2,0	1,4	6°	410	4,6	3,2	2,5	1,73	1,25
47л	3,1	3,7	0,84	1,3°	575	12,4	7,1	4,75	3,6	2,8
43л	1,8	4,2	0,43	1,1°	600	17,0	12,2	8,0	6,75	5,5

На рис. 1 приводится зависимость коэффициента затухания от частоты, α определялся по выражению (3). Из кривых видно, что с уменьшением частоты α существенно растет, причем рост тем боль-

ше, чем больше отношение H_c/H_k . Полученные данные качественно согласуются с данными [1—3].

Согласно [2—3], зависимость α от частоты имеет вид

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{A}{\omega}, \quad (5)$$

где α_0 — высокочастотный параметр затухания;

A — некоторый член, связанный с дисперсией анизотропии.

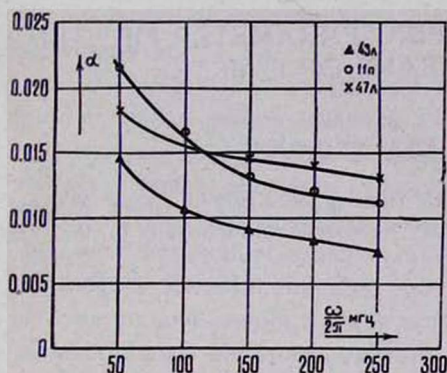


Рис. 1. Кривые зависимости

$$\alpha \left(\frac{\omega}{2\pi} \right).$$

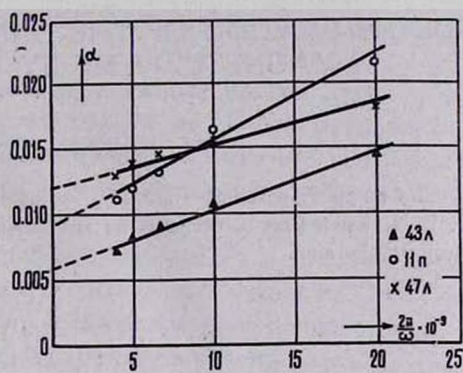


Рис. 2. Кривые зависимости

$$\alpha \left(\frac{2\pi}{\omega} \right).$$

Полученные экспериментальные значения интерполированы функцией вида (5), в связи с чем на рис. 2 приведены обратные функции $\alpha = f \left(\frac{2\pi}{\omega} \right)$. Ясно, что при выполнении зависимости типа (5) α должен

быть линейной функцией $\frac{2\pi}{\omega}$, а экстраполяция его до пересечения с осью ординат должна дать значение α_0 . Из рис. 2 видно, что, действительно, экспериментальные точки в первом приближении ложатся на прямую.

ЕрНИИММ

Поступила 22 сентября 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. D. O. Smith, J. Appl. Phys., 29, 264 (1958).
2. R. H. Nelson, J. Appl. Phys., 808, 35 (1964).
3. F. Vescial, T. J. Hutchings, E. D. Jacobs, W. L. Zingery, J. Appl. Phys., 36, 1054 (1965).
4. А. Л. Фрумкин, К. М. Поливанов, ФММ, 14, 165 (1962).
5. К. М. Поливанов, Ферромагнетики, Госэнергоиздат, М., 1957.
6. Г. М. Ремез, Курс основных радиотехнических измерений, Связьиздат, М., 1965.
7. В. В. Кобелев, Петли гистерезиса одноосных ферромагнитных пленок, ИТМ и ВТ, АН СССР, 1961.

ՆՐՔԱՇԵՐՏ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՄԱՐՄԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՔՈՒՄԵՏՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Կ. Ա. ՆԱՐԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԵԳԻՅԱՆ

Քումետրի օգնությամբ չափվում է նրբաշերտ մագնիսական թաղանթի Զիլբերտի α մարման պարամետրը: Ցույց է տրված, որ հաճախականության փոքրացմանը համապատասխանում է α -ի աճ՝ թաղանթի անիզոտրոպիկ դիսպերսիային համեմատական կարգով:

DETERMINATION OF THE DAMPING PARAMETER OF THIN MAGNETIC FILMS BY MEANS OF Q-METER

K. A. NARINIAN and K. A. YEGHIAN

The damping parameter „ α ” of thin magnetic films is measured by means of Q-meter. It is shown that α increases as the frequency decreases proportionally to the anisotropy dispersion.

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ ПЛЕНОК CsI

Р. А. КАВАЛОВ, М. П. ЛОРИКЯН, Н. Н. ТРОФИМЧУК

В последнее время рыхлые пленки из КСI нашли широкое применение в качестве динодов в фотоумножителях.

Успех применения таких пленок обусловлен тем, что они имеют очень высокий коэффициент вторичной эмиссии и практически безинерционны.

Исследования вторичной эмиссии подобных пленок при облучении их электронами высоких энергий вплоть до 1 Бэв показали, что коэффициент вторичной эмиссии достигает $\sigma \sim 5-10$, что намного больше, чем в обычных средах [1]. Более примечательным свойством таких пленок является то, что согласно этим же измерениям, коэффициент вторичной эмиссии логарифмически растет с ростом энергии падающих электронов. Эти два факта дают возможность надеяться, что на основе таких пленок можно создать счетчик одиночных частиц, позволяющий измерять энергии ультрарелятивистских частиц, что является важной задачей в физике высоких энергий.

Но подобные пленки из КСI неудобны в практическом исследовании вследствие их большой гигроскопичности. Позже была исследована вторичная эмиссия пленок из CsI [1, 2, 3] и установлено, что пленки последнего типа толщиной 10 мк и плотностью 8% имеют $\sigma_{\max} \sim 40-50$ и не гигроскопичны, а пленки с плотностью 2% и толщиной 30 мк гигроскопичны и имеют $\sigma_{\max} \sim 60$ [2].

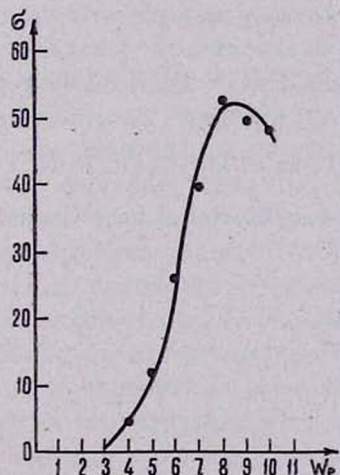


Рис. 1.

В данной работе измерялась вторичная эмиссия пленки из CsI плотностью 4% и толщиной 25 мк. Эмиттеры изготавливались следующим образом.

На подложку из Al_2O_3 толщиной в 1000 Å напылением в вакууме наносился тонкий слой Al (толщина алюминия 500—1000 Å). Рычлый слой из CsI получали напылением CsI из молибденовой подложки в атмосфере аргона при давлении 2 торр. Температура испарения не измерялась. Пленка плотностью 4% и толщиной 25 мк получалась при напылении 50 мг CsI в течении 60 сек. Толщина пленки измерялась микроскопом МБИ-3, плотность—взвешиванием. Источником электронов служил фотокатод из золота, напыленный на кварцевое окно вакуумного баллона. Плотность тока была 10^{-8} а/см².

На рис. 1 приведены значения σ в зависимости от энергии электронов. Влияние атмосферы на подобные пленки еще не исследовано. Но пребывание пленки в атмосфере до одной минуты σ заметно не меняло.

Ереванский физический институт

Поступила 2 сентября 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. SLAC-PUB-156, 1965. Presented at the Third Symposium on Photoelectronic Image Devices. London, September, 1965 (to be published).
2. SLAC-PUB-196, January 1966. Submitted for publication as a letter in Journal of Applied Physics.
3. Н. А. Яснопольский, А. Э. Шабельникова, В. А. Шевадин, Н. С. Ложкина, Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 12 (1966).

ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱ Csl-ի ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻՑ

Ռ. Լ. ԿԱՎԱԼՈՎ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ն. Ն. ՏՐՈՖԻՄՉՈՒԿ

Բերված են 4% խտությամբ և 25 մ/կ հաստությամբ Csl-ի թաղանթներից երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի շափման արդյունքները:

SECONDARY ELECTRON EMISSION FROM CsI FILMS

R. L. KAVALOV, M. P. LORIKIAN, N. N. TROFIMCHUK

The secondary electron emission of 25 μ thick CsI films with 4% density is measured and the results are given.

ШКОЛА-СИМПОЗИУМ ПО ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМУ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И СОЕДИНЕНИЙ

С 25 ноября по 2 декабря 1967 г. в Ереване работала международная школа-симпозиум по ферро- и антиферромагнетизму редкоземельных металлов и соединений, организованная по плану научно-исследовательских работ Совета экономической взаимопомощи (СЭВ), Московским государственным университетом, Государственным комитетом по науке и технике СССР и Академией наук Армянской ССР. В работе школы-симпозиума приняли участие свыше 90 советских физиков-магнитологов и более 30 ученых из Болгарии, Венгрии, ГДР, Польши, Румынии, Чехословакии, Югославии. Было прочитано 18 обзорных лекций, посвященных анализу различных аспектов проблемы магнитного упорядочения редкоземельных металлов и их соединений, в которых, наряду с обширными литературными данными, докладчики использовали материалы собственных многолетних исследований.

Во вступительной лекции проф. К. П. Белов (Московский университет) обрисовал общее состояние проблемы изучения магнитных свойств редкоземельных и актиноидных ферро- и антиферромагнетиков. В серии лекций магнитологов-теоретиков акад. С. В. Вонсовского, проф. И. Е. Дзялошинского и проф. С. В. Тябликова были рассмотрены общие представления о физических моделях редкоземельных металлов, их магнитной структуре, а также теория спиновых волн в геликоидальных структурах. Отмечалась необходимость дальнейших теоретических и экспериментальных исследований механизма косвенного обменного взаимодействия ионов $4f$ —переходных металлов через электроны проводимости и замкнутые внешние электронные оболочки, а также формы Ферми—поверхностей редкоземельных металлов. Акад. С. В. Вонсовский и канд. физ.-мат. наук Ю. П. Ирхин сообщили о результатах теоретического анализа магнитной анизотропии редкоземельных ферро- и антиферромагнетиков, в частности, об учете мультиплетности и орбитальных состояний $4f$ -ионов в анизотропном обменном взаимодействии. В лекции проф. Е. И. Кондорского было рассмотрено влияние давления на магнитные характеристики редкоземельных металлов и их сплавов и оценены возможности, которые открывают перед магнитологами исследования магнитных веществ под высоким давлением при низких и высоких (близких к температуре магнитного превращения) температурах.

Ряд лекций был посвящен магнитным свойствам обширного класса различных соединений редкоземельных металлов группы лантана. Так, проф. Е. А. Туров и канд. физ.-мат. наук А. М. Кадомцева подробно охарактеризовали состояние теоретического и эксперименталь-

ного изучения магнитных свойств редкоземельных ортоферритов. В лекциях проф. Г. С. Кричича, канд. физ.-мат. наук И. С. Любутина и доктора Г. Шимчека (ПНР) были рассмотрены магнитооптические явления, эффект Мёссбауера и электронный парамагнитный резонанс в ферритах-гранатах редкоземельных элементов и использование этих явлений для анализа магнитных свойств и электронных взаимодействий в указанных веществах. Канд. физ.-мат. наук В. И. Соколов изложил результаты экспериментального исследования магнитострикции редкоземельных ферритов-гранатов в области низких температур и указал возможности теоретической интерпретации этих результатов. В лекциях канд. физ.-мат. наук С. А. Никитина и проф. Г. А. Смоленского, Г. М. Логинова и В. А. Адамяна приведены данные об исследовании магнетизма сплавов редкоземельных металлов группы лантана и магнитных свойств редкоземельных халькогенидов.

Большой интерес у слушателей вызвала лекция проф. В. Тжебатовского (ПНР) о многолетних систематических исследованиях ферро- и антиферромагнетизма чистых переходных металлов группы актиния и их многочисленных соединений, проводимых в ПНР.

В лекции канд. физ.-мат. наук Р. З. Левитана приведены интересные данные об исследовании магнитной анизотропии и магнитострикции редкоземельных ферро- и антиферромагнетиков в импульсных магнитных полях.

Кроме указанных лекций, было заслушано 9 оригинальных сообщений о некоторых последних работах в интересующей участников школы симпозиума области физики:

- 1) С. А. Коичич (Югославия) — Применение методики γ - γ -угловых корреляций к исследованию магнетизма ферритов-гранатов,
- 2) В. В. Еременко, А. И. Беляев, А. В. Антонов — Дихроизм и магнитная анизотропия феррита-граната эрбия,
- 3) Ж. П. Белов, С. А. Никитин, Е. В. Талалаева, Л. А. Черникова, Г. А. Ярхо — О восприимчивости парапроцесса в точке Кюри редкоземельных гранатов,
- 4) З. Калва (УССР) — Разрыв в спектре спиновых волн диспрозия,
- 5) Д. И. Волков, Т. Т. Козлова, Г. А. Шафигулина — Эффект Холла в некоторых редкоземельных металлах и сплавах,
- 6) К. П. Белов, С. А. Мнацаканян — Ферромагнитный резонанс в ферритах-гранатах в окрестности точки Кюри,
- 7) А. Г. Карагезян — Аномалии в теплопроводности тяжелых редкоземельных металлов в области температур $1-4^\circ\text{K}$,
- 8) Р. А. Каджоян, К. А. Егиян — Диэлектрические свойства пленок окислов редкоземельных металлов,
- 9) В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко — Эффект Фарадея в редкоземельных ферритах-гранатах в сильных магнитных полях.

Сообщения вызвали живую дискуссию и способствовали более глубокому пониманию некоторых вопросов.

Обсуждение материалов лекций и оригинальных сообщений показало, что проблема исследования ферро- и антиферромагнетизма редкоземельных металлов и актинидов и их соединений является в настоящее время одним из центральных в физике магнитных явлений. Глубокий интерес к этой проблеме со стороны магнитологов разных стран вызван рядом особых, весьма интересных в теоретическом и практическом отношениях, магнитных свойств редкоземельных и актинидных магнитоупорядоченных материалов. Этими особыми свойствами являются участие орбитального магнитного момента в суммарной намагниченности кристалла, весьма сложная магнитная структура, обуславливающая аномалии процессов намагничивания, гигантские (по сравнению с классическими ферромагнетиками) анизотропия и магнитострикция, высокие значения энергии размагничивания и т. д.

Участники школы-симпозиума с удовлетворением отметили, что в последние годы значительно улучшилась координация исследований по магнетизму, проводимых в различных странах по плану СЭВ, наладились систематические научные связи и обмен информацией, увеличилось количество исследовательских центров. Все это является залогом дальнейших успехов в области теоретического и экспериментального исследования в области ферро- и антиферромагнетизма редкоземельных металлов и их соединений.

Доцент А. С. Пахомов

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>О. С. Ерицян, О. С. Мерелян.</i> Взаимодействие электромагнитной волны с плоскопараллельным оптически активным слоем	3
<i>С. В. Арутюнян, Я. П. Севисский.</i> К вопросу о сверхструктуре в сплавах железо-кремний-алюминий	8
<i>П. М. Геруни, Р. М. Тигранян.</i> Стабилизация частоты СВЧ генераторов . . .	12
<i>А. В. Геворкян, Е. С. Егиян.</i> Об экспериментальной проверке теорий объемных эффектов растворов полимеров	19
<i>В. С. Сардарян, М. Д. Блох, С. А. Соколов.</i> О некоторых гальвано- и термомагнитных коэффициентах в высших приближениях по магнитному полю	25
<i>А. В. Петраков, В. П. Горохов.</i> Передающая трубка для телевизионного автомата съема информации с искровых камер	32
<i>Р. Г. Симонян.</i> Переменная индуктивность для параметрических фильтров . . .	36
<i>Г. С. Акопян, Г. А. Марикян.</i> Влияние паров спирта на рабочую характеристику искровой камеры	42
<i>К. А. Наринян.</i> Одновитковые индуктивности на магнитных пленках и метода их измерения	49

Краткие сообщения

<i>К. А. Наринян, К. А. Егиян.</i> Определение параметра затухания тонких магнитных пленок с помощью куметра	59
<i>Р. Л. Кавалов, М. П. Лорикян, Н. Н. Трофимчук.</i> Вторичная электронная эмиссия из пленок	63

Конференции и совещания

<i>Школа-симпозиум по ферро- и антиферромагнетизму редкоземельных металлов и соединений</i>	65
---	----

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Հ. Ս. Երիցյան, Հ. Ս. Մերգելյան — էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխադրեցությունը հարթ-դուգահեռ օպտիկապես ակտիվ թիթեղի հետ	3
Ս. Վ. Հառուրյունյան, Յա. Պ. Սելիսկի — Երկաթ-սիլիցիում-ալյումինիում համաձուլվածքի գերկառուցվածքայնության հարցի մասին	8
Պ. Մ. Հերուեի, Ռ. Մ. Տիգրանյան — Գերբարձր հաճախականությունների գեներատորների հաճախականության ստաբիլիզացիան	12
Ա. Վ. Գևորգյան, Ե. Ս. Երիցյան — Պոլիմերների լուծույթներում ծավալային էֆեկտների տեսությունների փորձնական ստուգման վերաբերյալ	19
Վ. Ս. Սարգսյան, Մ. Դ. Բլախ, Ս. Ա. Սոկոլով — Մի քանի զալվանո և շերմամագնիսական երևույթների մասին մագնիսական դաշտի բարձր մոտավորությունների դեպքում	25
Ա. Վ. Պետրակով, Վ. Պ. Գորոխով — Կայծային խցիկներից ինֆորմացիա հանելու հեռու-տացույցային ավտոմատի հաղորդող խողովակ	32
Ռ. Հ. Սիմոնյան, Փոփոխական ինդուկտիվություն պարամետրիկ ֆիլտրերի համար	36
Գ. Ս. Հակոբյան, Գ. Ա. Մարիկյան — Սպիրտի գոլորշիների աղղեցությունը կայծային խցիկի աշխատանքային բնութագրի վրա	42
Կ. Ա. Նարինյան — Մագնիսական բարակ թաղանթների միագալար ինդուկտիվությունը և նրա չափման մեթոդիկան	49

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Կ. Ա. Նարինյան, Կ. Ա. Եղիյան — Նրբաշերտ մագնիսական թաղանթների մարման պարամետրի որոշումը քումետրի օգնությամբ	59
Ռ. Լ. Կավալով, Մ. Պ. Լորինյան, Ն. Ն. Տրեֆիմով — Երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիա CsI-ի թաղանթներից	63

ԿՈՆՖԵՐԱՆՍՆԵՐ ԵՎ ԽՈՐՀՐԴԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Սիմպոզիում-դպրոց հազվագյուտ հողայն մետաղների և միացությունների ֆերո- և անտի ֆերո մագնիսականության վերաբերյալ	65
--	----