

УДК 621.372.414

РАСЧЕТ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДНОГО РЕЗОНАТОРА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДИСКОМ

Ю. Г. Капустин

Исследуется задача об осесимметричных собственных колебаниях круглого волноводного резонатора с диэлектрическим диском. Интегральное уравнение адмитансного типа с помощью процедуры Бубнова—Галеркина сводится к бесконечной системе однородных линейных уравнений. Искомые собственные значения определяются как корни трансцендентного уравнения, полученного из условия существования ненулевых решений. На примере E_{0mn} -типов колебаний продемонстрирована эффективность метода в широком интервале параметров задачи. Приводятся результаты численного счета.

Круглые волноводные резонаторы, перестраиваемые металлическим стержнем, находят широкое применение в технике СВЧ. Использование вместо металлического стержня диэлектрического также позволяет осуществить перестройку резонатора, при этом появляется дополнительная степень свободы — диэлектрическая проницаемость материала стержня. Анализ резонаторов с диэлектрическим стержнем обычно основывается на применении метода малых возмущений [1–5] и является удовлетворительным только в том случае, когда на поверхности диэлектрика отсутствует нормальная к ней составляющая электрического поля [1, 3, 5]. В случае диэлектриков в виде дисков это имеет место лишь для колебаний типа H_{0mn} и для единственного из E -типов колебаний — E_{010} , когда высота диска равна высоте полости резонатора. Отсутствие точного решения и несостоятельность приближенного метода малых возмущений к анализу E -типов колебаний является также основной причиной, почему при измерениях диэлектриков, выполненных в форме дисков, не используются E -типы колебаний [3].

В данной работе в строгой постановке рассматривается задача об осесимметричных колебаниях E -типа, как представляющая наибольший интерес, колебания H -типа могут быть исследованы аналогичным образом. Метод, используемый для получения решения, основывается на формулировке интегрального уравнения адмитансного типа. Аналогичный подход ранее был применен и оказался высоко эффективным для точного расчета частоты коаксиального резонатора с торцовым зазором [6].

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Полость резонатора (рис. 1) разобьем на две области: $r < a$ — I и $a < r < b$ — II. Полагая на поверхности $r \approx a$ заданным магнитный ток $E_z(a, z)$, в каждой из областей можно сформулировать относительно магнитного поля $H_\varphi(r, z)$ следующие неоднородные граничные задачи:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_\varphi(r, z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 H_\varphi(r, z)}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(z) H_\varphi(r, z) - (1/r^2) H_\varphi(r, z) = 0; \quad (1)$$

$$\partial H_\varphi(r, z)/\partial z|_{z=0, l} = 0. \quad (2)$$

Область I

$$(1/r)(\partial/\partial r)(rH_\varphi(r, z))|_{r=a} = i\omega\varepsilon(z)E_z(a, z); \quad (3)$$

$$[\varepsilon^{-1}(z)\partial H_\varphi(r; z)/\partial z]|_{z=d\pm h} = 0, \quad [H_\varphi(r, z)]|_{z=d\pm h} = 0. \quad (4)$$

Область II

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi(r, z)) = \begin{cases} i\omega\varepsilon(z)E_z(a, z), & r = a \\ 0, & r = b \end{cases}, \quad (5)$$

где k — волновое число в свободном пространстве, а $\varepsilon(z)$ изменяется скачком:

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon, & d - h/2 < z < d + h/2, \quad r < a \\ 1, & d - h/2 > z, \quad z > d + h/2, \quad r < a, \quad r > a, \\ & r > a \end{cases}$$

ε — относительная диэлектрическая проницаемость диска. Квадратные скобки в (4) означают разность значений функций, взятых по обе стороны границы диэлектрического тела.

Для упрощения выкладок полагаем $d = h/2$, что соответствует наиболее часто встречающемуся на практике случаю положения диска на дне резонатора или, в случае четных относительно плоскости $z = l/2$ колебаний, в его середине, если под высотой резонатора и диска в этом случае понимать $2l$ и $2h$ соответственно.

Магнитное поле $H_\varphi^{I, II}(r, z)$ в каждой из областей запишем в виде резольвентных представлений, где функций Грина, являющиеся ядрами резольвентных операторов $R^{I, II}$, конструируются в виде разложений по собственным функциям областей I и II. Для дальнейшего оказалось удобным записать функцию Грина области I в виде разложения по поперечным собственным функциям, а области II по продольным:

$$H_\varphi^{I, II}(r, z) = R^{I, II}E_z(a, z) =$$

$$= ik^2 \int_0^l G^{I, II}(r, a, z, z') E_z(a, z') dz'; \quad (6)$$

$$G^I(r, r', z, z') = \frac{2r'}{a^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(\nu_m r/a) J_1(\nu_m r'/a)}{J_1^2(\nu_m)} g_m^I(z, z'); \quad (7)$$

$$G^{II}(r, r', z, z') = \frac{1}{l} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{0m}) g_m^{II}(r, r') \cos \frac{\pi m}{l} z \cos \frac{\pi m}{l} z', \quad (8)$$

где ν_m — корень уравнения $J_0(\nu_m) = 0$, $m = 1, 2, 3, \dots$, δ_{0m} — символ Кронекера,

$$g_m^I(z, z') = \frac{\varepsilon(z)}{T_m} \begin{cases} P_m^{(1)}(z) P_m^{(2)}(z'), & z \leq z' \\ P_m^{(1)}(z') P_m^{(2)}(z), & z \geq z' \end{cases}; \quad (9)$$

$$T_m = u_m \varepsilon \nu_m \cos u_m h \cos \nu_m (l - h) [u_m \operatorname{tg} u_m h + \varepsilon \nu_m \operatorname{tg} \nu_m (l - h)]; \quad (10)$$

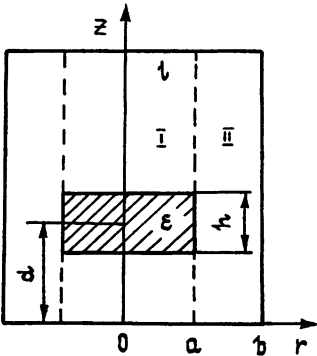


Рис. 1. Продольный разрез резонатора.

$$P_m^{(1)}(z) = \begin{cases} v_m \cos u_m z, & 0 \leq z \leq h \\ \varepsilon v_m \cos u_m h \cos v_m(z-h) - u_m \sin u_m h \sin v_m(z-h), & h \leq z \leq l \end{cases}; \quad (11)$$

$$P_m^{(2)}(z) = \begin{cases} u_m \cos v_m(l-h) \cos u_m(z-h) + \varepsilon v_m \sin v_m(l-h) \times \\ \times \sin u_m(z-h), & h \leq z \leq l \\ \varepsilon u_m \cos v_m(z-l), & 0 \leq z \leq h \end{cases}; \quad (12)$$

$$u_m = \sqrt{\varepsilon k^2 - (v_m/a)^2}, \quad v_m = \sqrt{k^2 - (v_m/a)^2},$$

$$g_m^{II}(r; r') = \frac{\pi/2i}{H_0^{(1)}(\eta_m b) J_0(\eta_m a) - H_0^{(1)}(\eta_m a) J_0(\eta_m b)} \times \\ \times \begin{cases} Q_m(a, r) Q_m(b, r'), & r \leq r' \\ Q_m(a, r') Q_m(b, r), & r \geq r' \end{cases}, \quad (13)$$

$$\eta_m = \sqrt{k^2 - (\pi m/l)^2}, \quad Q_m(x, r) = H_0^{(1)}(\eta_m x) J_1(\eta_m r) - \\ - J_0(\eta_m x) H_1^{(1)}(\eta_m r),$$

$J_{0,1}(x)$ — функции Бесселя, $H_0^{(1)}(x)$ — функции Ханкеля первого рода.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Из условия равенства магнитных полей на границе областей получим интегральное уравнение относительно магнитного тока, текущего по поверхности $r=a$:

$$H_\varphi^I(a, z) - H_\varphi^{II}(a, z) = R^I E_z(a, z) - R^{II} E_z(a, z) = \\ = ik^2 \int_0^l [G^I(a, a, z, z') - G^{II}(a, a, z, z')] E_z(a, z') dz' = 0. \quad (14)$$

Для его решения применим процедуру Бубнова—Галеркина, представив неизвестный магнитный ток $E_z(a, z)$ в виде ряда Фурье:

$$E_z(a, z) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l \varphi_l(z), \quad (15)$$

где $\{\varphi_l(z)\}$ — произвольная полная на отрезке $(0, l)$ система функций.

Равенство (14) должно удовлетворяться тождественно при любых z , поэтому оно эквивалентно бесконечному набору равенств

$$\int_0^l \int_0^l [G^I(a, a, z, z') - G^{II}(a, a, z, z')] E_z(a, z') \varphi_j(z) dz' dz = 0, \\ j = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

Учитывая (15), получим бесконечную систему однородных линейных уравнений:

$$\sum_{l=0}^{\infty} a_l (R \varphi_l, \varphi_j) = 0, \quad j = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (17)$$

где $R = R^I - R^{II}$.

Из условия существования у нее нетривиальных решений получим дисперсионное уравнение

$$W(\lambda) = \det \|(R \varphi_i, \varphi_j)\| = 0, \quad i, j = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

Выбирая систему функций $\{\varphi_i(z)\}$ в виде

$$\varphi_i(z) = \sqrt{(2 - \delta_{0i})/l} \cos \pi m z / l, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (19)$$

и проинтегрировав в (18), получим явные выражения для элементов определителя

$$W_{ij} = \frac{\sqrt{(2 - \delta_{0i})(2 - \delta_{0j})}}{l} \left\{ T_{ij} [\varepsilon F_i(\varepsilon k^2) - F_i(k^2)] - \right. \\ \left. - \frac{2}{a} (\varepsilon - 1) \sum_{m=1}^{\infty} h_m(i, j) \right\} + \delta_{ij} R_i(k^2), \quad (20)$$

где

$$h_m(i, j) = \frac{(M_m + N_m)^{-1}}{[u_m^2 - (\pi i/l)^2] [v_m^2 - (\pi j/l)^2]} \left[\frac{(N_m k_{im}^2 C_i + \varepsilon k^2 S_j)(M_m C_j - S_j)}{u_m^2 - (\pi j/l)^2} - \right. \\ \left. - \frac{(M_m k_{im}^2 C_i - \varepsilon k^2 S_i)(N_m C_j / \varepsilon + S_j)}{v_m^2 - (\pi j/l)^2} \right],$$

$$T_{ij} = \begin{cases} \frac{S_i C_j - S_j C_i}{(\pi i/l)^2 - (\pi j/l)^2}, & i \neq j \\ \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\pi h i / l}{2\pi h i / l} \right), & i = j \end{cases}, \quad F_i(x k^2) = \frac{1}{\eta_i(x)} \frac{J_1(a \eta_i)}{J_0(a \eta_i)}, \\ \eta_i(x) = \sqrt{x k^2 - (\pi i/l)^2},$$

$$R_i(k^2) = \frac{2}{\pi x \eta_i^2} \left[H_0^{(1)}(a \eta_i) J_0(a \eta_i) - \frac{H_0^{(1)}(\eta_i)}{J_0(\eta_i)} J_0^2(a \eta_i) \right]^{-1},$$

$$M_m = u_m \operatorname{tg} u_m h, \quad N_m = \varepsilon v_m \operatorname{tg} v_m (l - h),$$

$$u_m = \sqrt{\varepsilon k^2 - (v_m/a)^2}, \quad v_m = \sqrt{k^2 - (v_m/a)^2},$$

$$S_i = (\pi h i / l) \sin \pi h i / l, \quad C_i = \cos \pi h i / l,$$

$$k_{im}^2 = (\pi i / l)^2 + (v_m / a)^2.$$

Здесь все размеры отнесены к радиусу резонатора b , а под k имеется в виду безразмерная величина $\omega b \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ — электрический радиус резонатора.

Из полученных формул следуют известные выражения для определения частоты резонатора, содержащего диэлектрический стержень, концы которого упираются в торцовые стенки резонатора. При $h=l$ матрица $\|W_{ij}\|$ вырождается в диагональную, определитель которой равен $W = W_{00} W_{11} W_{22} \dots W_{ii} \dots$,

$$W_{ii} = \frac{1}{\eta_i} \frac{J_1(\eta_i a) N_0(\eta_i) - N_1(\eta_i a) J_0(\eta_i)}{J_0(\eta_i a) N_0(\eta_i) - N_0(\eta_i a) J_0(\eta_i)} + \frac{\varepsilon}{\eta_i(\varepsilon)} \frac{J_1[a \eta_i(\varepsilon)]}{J_0[a \eta_i(\varepsilon)]},$$

откуда $W_{ii} = 0$, что совпадает с трансцендентным уравнением из [3].

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Метод обладает быстрой сходимостью, что иллюстрируется табл. 1, содержащей вычисленные значения λ_N . В качестве λ_N рассматривается либо безразмерная частота $kb = (kb)' + i(kb)''$ при двух значениях ком-

плексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ диска, либо сама комплексная диэлектрическая проницаемость при заданной частоте kb . В последнем случае вычисления проще, так как ϵ , в отличие от k , не входит в аргументы специальных функций ($F_i(\epsilon k^2)$) из (20) рассчитывается непосредственно, минуя вычисления функций Бесселя, через непрерывную дробь [7]).

Как видно из табл. 1, метод эффективен не только для низшего типа колебания, но и для высшего типа — E_{021} . Начальная сходимость метода высока, например, уже для $N=1$ ошибка в определении действительной части комплексной частоты (kb) не превосходит 0,88%.

Вообще, практика вычислений в широком интервале параметров задачи показала, что 1-процентная ошибка достигается при $N=1 \div 2$ для $(kb)'$ и $N=10 \div 15$ для $(kb)''$ и ϵ .

Собственные значения получаются с недостатком, т. е. имеет место неравенство $\text{Re}(\lambda_N) \leq \lambda$.

Как утверждается в [6], этот факт является следствием того, что дисперсионное уравнение (18) может быть получено не только в результате применения процедуры Бубнова—Галеркина к интегральному уравнению типа (14), но также как результат решения исходной задачи вариационным методом промежуточных задач Вайнштейна, который, как известно, дает собственные значения с недостатком [8].

При перестройке резонатора диэлектрическим стержнем (рис. 2) наблюдается монотонное убывание частоты со скоростью, пропорциональной ϵ стержня. Пологие участки кривых (один для колебания E_{011} и два для E_{012}) связаны с попаданием конца стержня в зоны минимума электрического поля.

Зависимость резонансной частоты от диаметра диска при $l/b=1$, $h/b=0,2$ представлена на рис. 3. Из рассмотрения кривых видно, что при $a=b$ имеет место значительное смещение резонансной частоты относительно пустого резонатора. Поэтому, в противоположность тому,

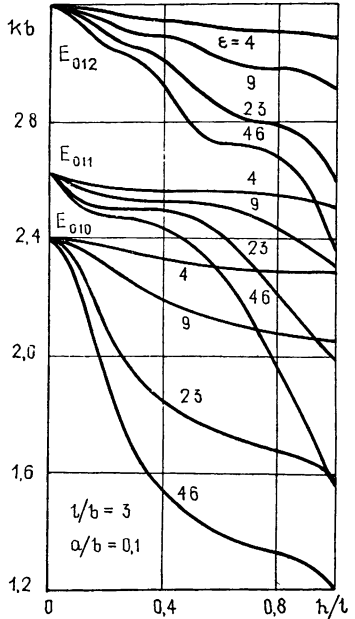


Рис 2 Зависимость резонансной частоты от длины диэлектрического стержня.

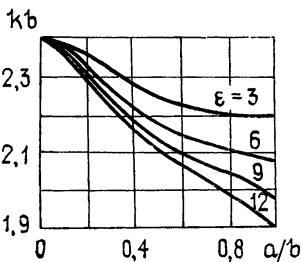
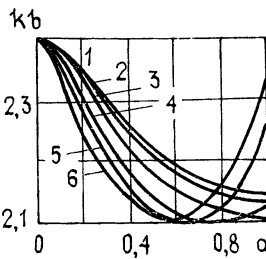
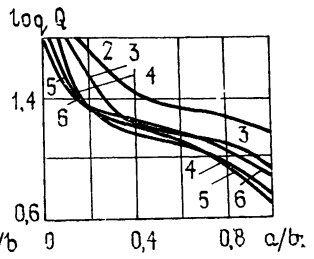


Рис 3.



а)



б)

Рис 4.

Рис 3 Зависимость частоты колебания E_{010} от диаметра диска, $\text{tg } \delta = 0$.

Рис 4 Зависимость резонансной частоты (а) и добротности (б) от радиуса диска при наличии потерь.

1 — $\text{tg } \delta < 10^{-1}$, 2 — $\text{tg } \delta = 0,5$; 3 — $\text{tg } \delta = 1$, 4 — $\text{tg } \delta = 2$, 5 — $\text{tg } \delta = 4$; $\text{tg } \delta = 8$, $h/b = 0,2$, $l/b = 1$, $\epsilon' = 4$, колебание E_{010} .

что утверждается в [9], такие образцы можно применять для определения их диэлектрической проницаемости с помощью волны E_{010} .

Влияние потерь в диэлектрике можно проследить по кривым, представленным на рис. 4. Видно, что малые потери ($\text{tg } \delta < 0,1$) почти не сказываются на частоте резонанса, изменяя лишь добротность резонатора $Q = (kb)' / 2(kb)''$. Увеличение $\text{tg } \delta$ приводит к тому, что частотные кривые приобретают выраженный минимум. В пределе при $\text{tg } \delta \rightarrow \infty$, $a=b$ частота стремится к частоте невозмущенного колебания E_{010} , что обусловлено постепенной «металлизацией» диска. Добротность в этом случае из-за скин-эффекта также увеличивается.

На рис. 5 рассмотрено поведение частоты резонанса для трех низших типов колебаний при перемещении диска вдоль оси резонатора. Для расчета использовались более общие соотношения, чем (20), полученные с помощью процедуры, аналогичной описанной выше. Видно, что когда диск расположен вблизи торцовых стенок резонатора, кривые имеют сложный, осциллирующий характер. Общее поведение кривых повторяет распределение напряженности электрического поля в резонаторе в соответствии с типом колебания.

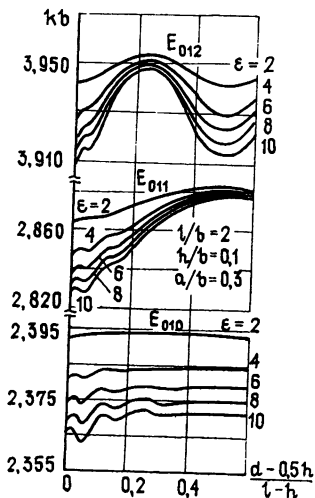


Рис. 5.

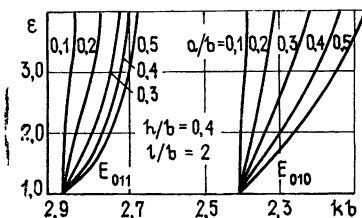


Рис. 6.

В заключение рассмотрим возможность метода по интерпретации измерений диэлектриков. Как уже отмечалось, диэлектрическая проницаемость может быть найдена непосредственно как корень функции W при известной частоте резонанса. На рис. 6 показаны два семейства зависимостей $\epsilon(kb)$, полученные для низших типов колебаний.

Таблица 1

№ п/п	E_{021}		E_{010}			
	$l/b = 1,$ $a/b = 0,1,$ $h/b = 0,1$	$l/b = 1,$	$a/b = 0,6,$		$h/b = 0,1$	
			$\epsilon = 6$	$\epsilon = 4$	$\epsilon = 4 - i1$	$kb = 2,3117 + i0,0095$
	kb	kb	$(kb)'$	$(kb)''$	ϵ'	ϵ''
1	—	2,2920	2,2912	0,018462	3,08	0,400
2	6,1937	2,2985	2,2966	0,016333	3,25	0,464
3	6,1950	2,3043	2,3023	0,013819	3,46	0,569
4	6,2112	2,3081	2,3061	0,012114	3,64	0,679
5	6,2270	2,3105	2,3084	0,011056	3,78	0,779
6	6,2387	2,3119	2,3099	0,010440	3,87	0,857
7	6,2461	2,3127	2,3107	0,010110	3,93	0,908
8	6,2501	2,3131	2,3111	0,009955	3,96	0,935
9	6,2517	2,3133	2,3113	0,009898	3,97	0,946
10	6,2521	2,3133	2,3113	0,009889	3,98	0,948

В работе [5] содержатся экспериментальные данные по измерениям сдвига частоты Δf и добротности Q колебания E_{010} при внесении в резонатор образцов в виде стержней малого диаметра с разной величиной отношения h/l , табл. 2. Образцы располагались в центре резонатора.

Таблица 2

		$b = 3,1 \text{ см}$	$l = 1 \text{ см}$	$Q_0 = 1849$			
Материал a/b	$2h, \text{ см}$	$\Delta f, \text{ МГц}$	Q	ϵ' из [5]		ϵ'' из (18)	
Тефлон 0,056095	1,5	16,5	1841	2,05	—	2,09	0,00030
	0,6	5,5	1846	2,03	—	2,01	0,00034
Керамика 0,01325	0,95	6,0	1846	13,7	—	13,95	0,0042
	0,48	2,5	1848	14,4	—	14,41	0,0043
Феррит 0,019602	0,8	8,0	384	9,4	5,28	10,56	6,51
	0,56	4,5	672	9,5	4,86	9,44	5,14

Последние две колонки табл. 2 — результат решения уравнения (18) при $N=20$ относительно ϵ . Разброс в результатах, полученных для одного и того же материала, но при разных величинах h , указывает на погрешность эксперимента, наибольшая величина которого не превосходит 11 и 25% для действительной и мнимой частей ϵ соответственно.

Автор благодарит Е. Н. Васильева, В. В. Белостоцкого и В. В. Никольского за обсуждение изложенных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Реджепов И. М. Диссертация — М.: Гос ун-т, 1952.
- 2 Champlin K. S., Krongard R. R. — Trans., 1961, МТТ-9, № 8, p. 545.
- 3 Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1963.
- 4 Никольский В. В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики — М.: Наука, 1967.
- 5 Parkash A., Vaid J. K., Mansigu A. — Trans., 1979, МТТ-27, № 9, p. 791.
- 6 Jaworski M. — Trans., 1978, МТТ-26, № 4, p. 256.
- 7 Справочник по специальным функциям./Под ред М. Абрамовица и И. Стигана. — М.: Наука, 1979.
- 8 Гулд С. Вариационные методы в задачах о собственных значениях. — М.: Мир, 1970.
- 9 Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. — М.: Наука, 1966.

Московский энергетический
институт

Поступила в редакцию
26 октября 1981 г.

CALCULATION OF A CIRCULAR WAVEGUIDE RESONATOR WITH A DIELECTRIC DISK

Yu. G. Kapustin

A problem is considered on axisymmetrical natural oscillations of a circular waveguide resonator with a dielectric disk. The integral equation of admittance type is reduced to an infinite system of homogeneous linear equations by Bubnov — Galerkin

method. Unknown eigenvalues are defined as roots of the transcendental equation obtained from the condition of zero solutions. By an example of E_{0mn} types of oscillations, the efficiency of the method is shown in a wide interval of the problem parameters. Results of numerical calculation are given.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Теория обнаружения сигналов / П. С. Акимов, П. А. Бакут, В. А. Богданович и др. Под ред. П. А. Бакута.— М. Радио и связь, 1983 — 30 л., ил.

Рассматриваются специальные вопросы теории обнаружения сигналов, разработанные в последние годы. единый алгоритм обнаружения — измерения, обнаружение сигналов на фоне негауссовых помех, на фоне частично неизвестных помех и в условиях априорной неопределенности, а также обнаружение сигналов с неизвестными параметрами. Излагаются различные методы решения этих задач, включающие непараметрическое обнаружение, несмещенные и инвариантные правила обнаружения, минимаксные (максиминные) правила обнаружения.

Для научных работников и аспирантов, работающих в области радиотехники, радиолокации и теории информации.

Тихонов В. И. Оптимальный прием сигналов.— М. Радио и связь, 1983.— 21 л., ил.

Изложены методы синтеза аналоговых и цифровых систем приема сообщений различного назначения. При разном объеме априорных сведений о рассматриваемой ситуации (в частности, о полезных сигналах и помехах) получены структурные схемы оптимальных радиосистем, а также приведены количественные показатели качества их работы. Рассмотрено много примеров по обнаружению и различению сигналов, оценке и фильтрации их параметров. В книге отражено содержание программ-минимумов кандидатских экзаменов по радиотехническим специальностям.

Для научных работников и аспирантов. Полезна радионинженерам, работающим в области радиоэлектроники и связи.

Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма: Пер. с японск — М.: Мир, 1983.— 18 л., ил.

Монография известного японского физика посвящена основам магнетизма и техническим применениям магнитных материалов. В ясной и доступной форме автор излагает классическую теорию магнетизма, атомный магнетизм, диа- и парамагнетизм, магнетизм металлов, окислов и других соединений.

Для физиков и других специалистов в области магнитных явлений, для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Электреты: Пер. с англ./Под ред. Г. Сесслера — М.: Мир, 1983.— 33 л., ил.

Коллективная монография, написанная известными специалистами США, ФРГ, Нидерландов, Бразилии. Изложены вопросы теории и практического применения электретов. Отражены достижения в физике радиационного накопления зарядов, пьезо- и пироэлектрические свойства электретов, биоэлектреты.

Для физиков и инженеров, специализирующихся в области электроматериаловедения, а также для разработчиков измерительных приборов.

Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов: Пер. с англ — М. Мир, 1983.— 22 л., ил.

Монография одного из ведущих американских специалистов посвящена основам бурно развивающейся области прикладной физики — физическим свойствам цилиндрических магнитных доменов и разработке микроэлектронных устройств на их основе.

Для научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области магнетизма и физики твердого тела, а также для специалистов, занимающихся разработкой запоминающих устройств.
