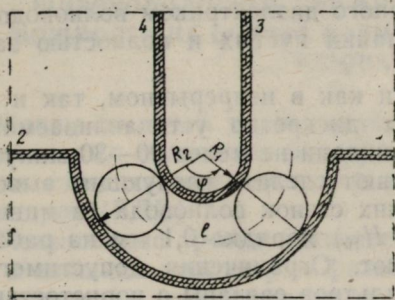


В. А. БОРОДАЕВ, Л. Г. КОВАЛЕНКО,
И. Е. ПЕДЧЕНКО, Ю. А. ПРОКОПЧУК

РЕЗОНАНСНЫЙ НАПРАВЛЕННЫЙ ФИЛЬТР

В последнее время широкое применение в различных радиотехнических устройствах находят фильтры на основе диэлектрических резонаторов (ДР). Нами предпринята попытка создать



резонансный направленный фильтр (НФ), аналогичный направленным фильтрам на плосковых линиях [1]. В качестве первичной и вторичной линий передачи использовались 50-омные полосковые линии. Между первичной и вторичной линиями передачи были размещены два ДР, настроенных на одну частоту (рисунок). Расстояние l между ДР выбиралось равным половине

резонансной длины волны: $l = \frac{1}{2} \lambda_{\text{рез.нф}} = \frac{(R_1 + R_2)}{2} \varphi \frac{2\pi}{360}$

Наилучшие результаты получаются при $R_2 = 3R_1$.

НФ размещен на диэлектрической подложке, которая расположена в полом металлическом экране. Принципиально НФ может работать и не находясь в металлическом экране, однако в этом случае как полосковые линии, так и ДР излучают в окружающее пространство значительную часть электромагнитной энергии, что существенно ухудшает параметры НФ. Вопрос о радиационных потерях для ДР в настоящее время изучается.

Электромагнитное поле основного колебания цилиндрического ДР H_{010} имеет три компоненты [2] H_z , H_r , E_φ . Внутри ДР ($|z| < 0,5L$).

$H_z = H_0 I_0(4,81 r/D) \cos \Gamma z$ (1); вне ДР ($|z| > 0,5L$) $H_z = H_0 I_0(4,81 r/D) \cos(0,5\Gamma L) \cdot e^{-\Gamma_0(z-0,5L)}$ (2), где H_0 — амплитуда колебаний; $I_0(4,81L/D)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; D — диаметр ДР; L — высота ДР; начало координат выбрано в центре ДР.

$\Gamma_0 = \Gamma \operatorname{tg}(0,5\Gamma L)$; $\Gamma_0 = (4,81/D)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$; $\Gamma = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon - (4,81/D)^2$ (3).

Приведенные формулы позволяют находить резонансные частоты ДР с точностью в несколько процентов.

Согласно (2) поле вне ДР экспоненциально затухает при удалении от резонатора, причем до очень малой величины на расстоянии от резонатора, малом по сравнению с длиной волны в свободном пространстве. В то же время эксперименты, проведенные нами, показывают, что электромагнитное поле может быть обнаружено даже на расстоянии 5—10 длин волн. Следовательно, эта система излучает в окружающее пространство. Благодаря экранировке удастся снизить потери (в канале 1—3) в НФ на 1,5—2 дБ.

Направленный фильтр размещен на стандартной плате размером 30×24 мм. Высота НФ равна 8 мм.

ДР выполнены из материала ТБНС, диэлектрическая проницаемость которого равна 80. Резонаторы имели форму цилиндра $L=2$ мм, $D=4$ мм. НФ работал в диапазоне 8 ГГц. Электрические параметры НФ оказались следующие: потери на резонансной частоте 2,4 дБ (канал 1—3), ширина полосы пропускания на уровне 3 дБ 35 МГц, а на уровне 30 дБ — 200 МГц (канал 1—3), режекция на резонансной частоте 32 дБ (канал 1—2) развязка во вторичном канале 24 дБ (канал 3—4), изоляция во вторичном канале равна 26,4 дБ (канал 1—4).

Ширина полосы пропускания зависит от тангенса угла диэлектрических потерь материала, из которого изготовлены ДР.

Список литературы: 1. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ согласующие цепи и цепи связи. — М.: Связь, 1971. — Т. 1. 120 с. 2. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В. Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. — Киев: Изд-во Киевск. ун-та, 1973. — 130 с.

Поступила в редколлегию 17.12.80.

УДК 621.372.4.

В. А. БОРОДАЕВ, В. И. БОЦМАН, В. З. ВЕНГЕР,
А. И. КАЛМЫКОВ, А. М. ЯКИМЕНКО

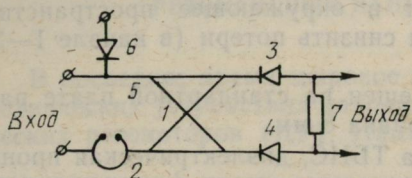
ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ КРУТИЗНЫ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСКРИМИНАТОРА

Во многих практических случаях, например в системе АПЧ, необходимо иметь частотный дискриминатор с переменной крутизной характеристики, когда в режиме поиска полоса захвата максимальна, а в режиме сопровождения максимальна крутизна частотной характеристики. Центральную частоту в обоих случаях желательно иметь постоянную.

Рассмотрим устройство, крутизна дискриминационной характеристики и соответственно, полоса захвата которого может изменяться при изменении напряжения, подаваемого на варактор,

включенный в одно из плеч устройства, при этом центральная частота остается неизменной. Схема такого дискриминатора приведена на рисунке.

Основой дискриминатора является мост 1, который выполнен на полосковой линии. На входе моста стоит резонатор 2, включенный по схеме «на проход». На выходе включены детекторы 3 и 4 типа 3А110. В развязанном плече 5 включен варактор 6 типа 2А604А. На выходе дискриминатора имеется цепь сравнения 7, сигнал с которой подается на осциллограф С1-67.



В этих условиях исходя из физической симметрии задачи матрица рассеяния моста может быть записана, основываясь только на геометрических соображениях, и идентична приведенной в работе [1].

Варактор 6 обладает импедансом, существенно зависящим от поданного на него напряжения, что и обеспечило нужное нам изменение крутизны дискриминационной характеристики. Исходя из известной матрицы рассеяния и коэффициентов отражения от плеч с резонатором и варактором, мы можем легко получить качественную картину работы дискриминатора.

Пусть на вход дискриминатора поступает колебание с частотой ω , отличной от собственной частоты резонатора ω_0 . В результате рассогласования часть мощности попадает в плечо 5 и отражается от варактора, который без потери общности можно считать чисто реактивной нагрузкой с коэффициентом отражения $\Gamma_v = ik(u_v)$ (1), где $k(u_v)$ — коэффициент, зависящий лишь от приложенного к варактору напряжения.

Часть этой мощности попадает на резонатор 2, от которого отражается с коэффициентом Γ_p . Как известно [1], коэффициент отражения резонатора, включенного на проход, имеет вид

$$\Gamma_p = \frac{-iQ_{вн} \frac{2d\omega/\omega_0}{(2 + iQ_{вн} \frac{d\omega/\omega_0}{2})}}{2 + iQ_{вн} \frac{d\omega/\omega_0}{2}} \quad (2)$$

и при выполнении соотношения $1/Q_{вн} \gg d\omega/\omega_0$, которое достаточно при определении наклона характеристики дискриминатора, может быть записан так:

$$\Gamma_p \approx -iQ_{вн} \frac{d\omega}{\omega_0}, \quad (3)$$

где $Q_{вн}$ — внешняя добротность резонатора.

Так как нас интересуют лишь частотно зависящие части сигналов, отбрасывая постоянные составляющие на диодах 3 и 4,

может с точностью до констант записывать амплитуды сигналов на диодах b_3 и b_4 :

$$b_3 \approx \Gamma_p + \Gamma_v = i(k(u_v) - Q_{\text{вн}} \frac{d\omega}{\omega_0}); \quad b_4 \approx \Gamma_p - \Gamma_v = -i(k(u_v) + Q_{\text{вн}} \frac{d\omega}{\omega_0}) \quad (4).$$

При квадратичных характеристиках детекторов сигналы на их выходах будут пропорциональны квадратам амплитуд $|b_3|^2$ и $|b_4|^2$ и таким образом сигнал на выходе цепи сравнения окажется пропорциональным величине

$$U_{\text{вых}} \sim (k(U_v) + Q_{\text{вн}} \frac{d\omega}{\omega_0})^2 - (k(u_v) - Q_{\text{вн}} \frac{d\omega}{\omega_0})^2 = 4k(u_v)Q_{\text{вн}} \frac{d\omega}{\omega_0}. \quad (5)$$

Таким образом, получена дискриминационная характеристика (5), крутизна которой зависит от коэффициента отражения варактора b и, следовательно, есть функция приложенного к варактору напряжения. Очевидно, что при этом центральная частота ω_0 остается неизменной и определяется лишь настройкой резонатора.

Было проведено экспериментальное исследование изменения крутизны характеристики дискриминатора [2]. На вход дискриминатора подавался сигнал с комплекта Р2-27Б. На осциллографе наблюдалась дискриминационная характеристика. При изменении напряжения на варакторе от 0 до -10 В ширина дискриминационной характеристики изменялась от 130 до 180 МГц. Центральная частота оставалась неизменной и равной собственной частоте резонатора 2.

Таким образом, предложенное в работе устройство позволяет изменить крутизну дискриминационной характеристики без изменения центральной частоты, что в системах автоматической подстройки частоты позволяет расширить полосу захвата в режиме поиска, повысить коэффициент стабилизации в режиме удержания.

Список литературы: 1. Альтман Дж. П. Устройство сверхвысоких частот. — М.: Мир, 1968. — 320 с. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сафоров Р. Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. — М.: Сов. радио, 1962. — 128 с.

Поступила в редколлегию 26.01.80.

В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук

РАСЧЕТ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Применение интерферометрических селекторов в лазерах большой длины позволяет получить одночастотный режим генерации. В работе [1] приведен метод расчета параметров селектора, частота настройки которого совпадает с центром атомного перехода.

Изложена методика расчета параметров перестраиваемого одночастотного лазера с интерферометрическим селектором.

Предположим, что в лазере, ненасыщенный коэффициент усиления среды которого изображен на рис. 1, кривая 1, уста-

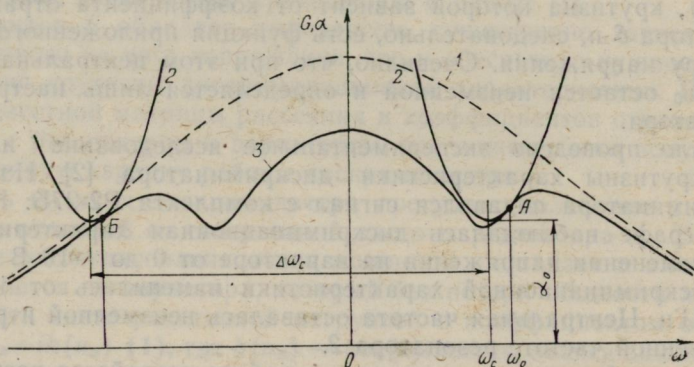


Рис. 1

новился одночастотный режим колебаний с частотой ω_0 , отсчитываемой от центра перехода. Отсутствие колебаний других частот ω обусловлено превышением начальных и вносимых селектором потерь $\alpha(\omega_0, \omega)$ (кривая 2) над коэффициентом усиления слабого сигнала $G(\omega_0, \omega)$ (кривая 3), т. е. когда $\alpha(\omega_0, \omega) > G(\omega_0, \omega)$ (1).

Зависимость потерь интерферометрического селектора от частоты можно представить в виде

$$\alpha(\omega_0, \omega) = \alpha_0 + \frac{F}{2} \sin^2 \left(\pi \frac{\omega - \omega_0 + \omega_1}{\Delta\omega_c} \right), \quad (2)$$

где α_0 — неселективные (начальные) потери резонатора с селектором; F — так называемый фактор резкости, численное значение которого определяется типом интерферометра и зависит от его неселективных потерь [1]; $\Delta\omega_c$ — частотный интервал между двумя соседними продольными типами колебаний селектора; ω_1 — смещение частоты настройки селектора относительно час-

тоты генерации, имеющее место тогда, когда частота генерации не совпадает с центром перехода.

Отметим, что значения F , $\Delta\omega_c$ и ω_1 при заданных α_0 и ω_0 являются параметрами селектора, подлежащими оценке с помощью излагаемой методики.

Определение подставляемой в выражение (1), зависимости коэффициента усиления слабого сигнала от частоты связано с решением задачи о взаимодействии сильного и слабого полей с атомом. Известно, что отыскание решения этой задачи представляет значительные трудности, особенно для случая стоячих волн, поэтому ограничимся приближением скоростных уравнений, которое позволяет использовать следующее выражение для коэффициента усиления [2]:

$$G(\omega_0, \omega) = \int \sigma_0 [n_2(v) - n_1(v)] \left[\frac{\Gamma^2}{(\omega + kv)^2 + \Gamma^2} + \frac{\Gamma^2}{(\omega - kv)^2 + \Gamma^2} \right] dv, \quad (3)$$

где σ_0 сечение радиационного перехода для точного резонанса ($\omega=0$); k — волновое число; v — проекция скорости атома на направление сильной волны; Γ — однородная ширина перехода, $n_1(v)$ и $n_2(v)$ — заселенности нижнего (n_1) и верхнего (n_2) уровней. В формуле (3) в качестве разности $n_2(v) - n_1(v)$ возьмем распределение заселенностей, образовавшееся в результате насыщения атома сильной стоячей волной [2]

$$n_2(v) - n_1(v) = (n_2^0 - n_1^0) \left[1 + \frac{\chi\Gamma^2}{(\omega_0 + kv)^2 + \Gamma^2} + \frac{\chi\Gamma^2}{(\omega_0 - kv)^2 + \Gamma^2} \right], \quad (4)$$

где n_1^0 и n_2^0 — начальные равновесные заселенности нижнего и верхнего уровней; χ — параметр насыщения перехода сильной бегущей волной.

С учетом максвелловского распределения по скоростям вероятности перехода атома с верхнего на нижний уровень после подстановки (4) в (3) получаем

$$G(\omega_0, \omega) = \sigma_0 \Gamma^2 (n_2^0 - n_1^0) \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 + \chi \Gamma^2 \left(\frac{1}{y^2 + \Gamma^2 d^2} + \frac{1}{y^2 + \Gamma^2 b^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2\chi\Gamma^4 (\chi - 2\delta_0^2)}{(y^2 + \Gamma^2 d^2)(y^2 + \Gamma^2 b^2)} \right) \right] \left[\frac{1}{(y + \omega)^2 + \Gamma^2} + \frac{1}{(y - \omega)^2 + \Gamma^2} \right] e^{-\left(\frac{y}{kv_0}\right)^2} dy, \quad (5)$$

где введены обозначения $y = kv$, $\delta_0 = \frac{\omega_0}{\Gamma}$, $d^2 = 1 + \chi - \delta_0^2 + \sqrt{\chi^2 - 4\delta_0^2(1 + \chi)}$, $b^2 = 1 + \chi - \delta_0^2 - \sqrt{\chi^2 - 4\delta_0^2(1 + \chi)}$,

v_0 — значение проекции скорости v для центра перехода.

Интегрируя (5) в предположении, что уширение, вносимое сильным полем, намного меньше доплеровского, т. е. $\Gamma(1+\chi) \ll \ll kv_0$, запишем

$$G(\omega_0, \omega) = Ge^{-\left(\frac{\omega}{kv_0}\right)^2} \left\{ 1 - \frac{\chi\Gamma_1^2}{d(d+1)(\omega^2 + \Gamma_1^2)} - \frac{\chi\Gamma_2^2}{b(b+1)(\omega^2 + \Gamma_2^2)} - \right. \\ \left. - \frac{2\chi(\chi - 2\delta_0^2)}{b^2 - d^2} \left[\frac{\Gamma_1^2}{d(d+1)(\omega^2 + \Gamma_1^2)} - \frac{\Gamma_2^2}{b(b+1)(\omega^2 + \Gamma_2^2)} \right] \right\}, \quad (6)$$

где G_0 — ненасыщенный коэффициент усилия в центре перехода; $\Gamma_1 = \Gamma(d+1)$, $\Gamma_2 = \Gamma(b+1)$.

Подставляя выражение (2) в (1), введем нормированные величины $g(\omega_0, \omega) = G(\omega_0, \omega)/G_0$, $a_0 = \alpha_0/G_0$, $f = F/G_0$ и заменим неравенство в предельном случае равенством (касание кривых 2 и 3 в точках А и Б на рис. 1). В результате определим

$$g(\omega_0, \omega) = a_0 + \frac{f}{2} \sin^2 \left(\pi \frac{\omega - \omega_0 + \omega_1}{\Delta\omega_c} \right). \quad (7)$$

Раскладывая правую и левую части (7) в ряд Тейлора в окрестности точки А и ограничиваясь первыми тремя членами разложения, получаем систему уравнений, описывающую связь параметров селектора:

$$g(\omega_0) = a_0 + \frac{f}{2} \sin^2 \left(\pi \frac{\omega_1}{\Delta\omega_c} \right); \quad g'(\omega_0) = \frac{\pi}{2} \frac{f}{\Delta\omega_c} \sin \left(2\pi \frac{\omega_1}{\Delta\omega_c} \right); \\ g''(\omega_0) = \pi^2 \frac{f}{(\Delta\omega_c)^2} \cos \left(2\pi \frac{\omega_1}{\Delta\omega_c} \right). \quad (8)$$

Вводя обозначения $\delta_1 = \omega_1/\Gamma$; $\Delta\delta_c = \Delta\omega_c/\Gamma$; $\varphi = \Gamma g'(\omega_0)$, $\rho = \Gamma^2 g''(\omega_0)$, запишем решение системы (8) в виде

$$a_0 = g(\omega_0) - \frac{\varphi^2}{\rho} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi\varphi}{\Delta\delta_c\rho} \right)^2} + 1 \right)^{-1}; \quad \delta_1 = \frac{\Delta\delta_c}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi\varphi}{\Delta\delta_c\rho}; \quad (9) \\ f = \frac{(\Delta\delta_c)^2}{\pi^2} \rho \sqrt{1 + \frac{2\pi\varphi}{\Delta\delta_c\rho}}.$$

Для определения величины $\Delta\delta_c$, входящей в соотношения (9), используем условие касания кривых в точке Б, приводящее к следующим выражениям:

$$\sin \left\{ \frac{\delta - \delta_0 + \delta_1}{2[g(\delta_0, \delta) - a_0]} \sqrt{2\rho[g(\delta_0, \delta) - \varphi^2(\delta_0, \delta)]} \right\} =$$

$$= \sqrt{1 - \frac{\varphi^2(\delta_0, \delta)}{2\rho[g(\delta_0, \delta) - a_0]}} \quad (10)$$

$$\Delta\delta_c = \frac{2\pi[g(\delta_0, \delta_B) - a_0]}{\sqrt{2\rho[g(\delta_0, \delta_B) - a_0] - \varphi^2(\delta_0, \delta_0)}} \quad (11)$$

где $\delta = \omega/\Gamma$, $\delta_B = \omega_B/\Gamma$ — нормированная координата точки касания.

Полученные выражения (9) — (11) позволяют рассчитать численные значения параметров селектора.

В качестве примера для гелий-неонового лазера в пределах диапазона его генерации были рассчитаны параметры $\Delta\delta_c$, f и δ_1 .

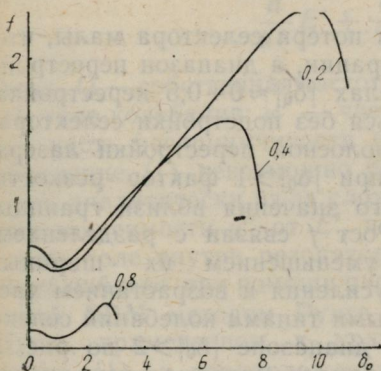


Рис. 2

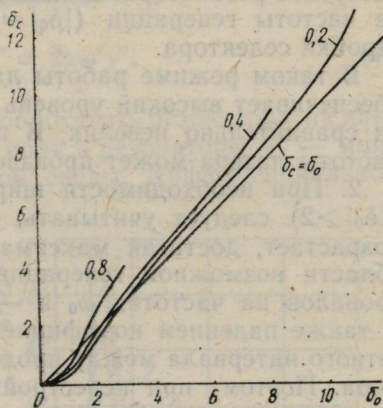


Рис. 3

при трех значениях параметра a_0 (0,2; 0,4; 0,8) и $\Gamma/kv_0 = 0,1$. Результаты этого расчета для положительных значений перестройки δ_0 отражены ниже и на рис. 2, 3 (на рис. 3 для удобства анализа вместо δ_1 представлена нормированная частота настройки селектора $\delta_c = \delta_0 + \delta_1$).

Зависимость $\Delta\delta_c$ от a_0 и δ_0

δ_0	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\Delta\delta_c$	$a_0 = 0,2$											
	12,0	12,4	13,2	14,2	15,2	16,2	17,2	18,4	19,6	21,0	22,3	23,8
	$a_0 = 0,4$											
	9,0	9,4	10,2	10,9	11,6	12,6	13,8	15,2	17,4			
	$a_0 = 0,8$											
	4,4	5,0	6,0	7,6								

Анализируя результаты расчета, укажем на два возможных варианта перестраиваемого лазера.

1. Если предположить, что потери селектора должны быть минимальными, то необходимо ограничиться диапазоном перестройки, в пределах которого фактор резкости f мал, т. е. не превышает значения, соответствующего центру перехода. Как видно из рис. 2, для рассматриваемого примера диапазон перестройки приблизительно равен — $2 < \delta_0 < 2$. Это обусловлено тем, что при $|\delta_0| < 2$ провалы зависимости $G(\omega_0, \omega)$ на частотах ω_0 и $-\omega_0$ сливаются в общий провал, расположенный в центре перехода. При этом селектор настраивают на частоту, несколько отличную от частоты генерации ω_0 , определяемую настройкой лазерного резонатора. Согласно рис. 3 при небольшой перестройке частоты генерации ($|\delta_0| \approx 0 \div 0,5$) нет необходимости подстройки селектора.

В таком режиме работы лазера потери селектора малы, что обеспечивает высокий уровень генерации, а диапазон перестройки сравнительно невелик. В пределах $|\delta_0| \approx 0 \div 0,5$ перестройка частоты лазера может производиться без подстройки селектора.

2. При необходимости широкополосной перестройки лазера ($|\delta_0| > 2$) следует учитывать, что при $|\delta_0| > 1$ фактор резкости возрастает, достигая максимального значения вблизи границы области возможной генерации. Рост f связан с разделением провалов на частотах ω_0 и $-\omega_0$, уменьшением их ширины, а также падением коэффициента усиления и возрастанием частотного интервала между продольными типами колебаний селектора. Поэтому при перестройке в диапазоне $|\delta_0| > 2$ по рис. 2 зависимости $\Delta\delta_c$ от a_0 и δ_0 определяются максимальные значения f и $\Delta\delta_c$. Тогда во всем диапазоне перестройки вплоть до его границы селекция осуществляется с запасом, а частота настройки селектора практически должна равняться частоте генерации. Отклонения частоты настройки селектора от частоты генерации, возникающие вследствие уменьшения крутизны удаленного от центра перехода склона провала (рис. 1), при завышенном факторе резкости будет сказываться, как следует из уравнения (8), только вблизи границы диапазона.

По сравнению с вариантом 1 уровень генерируемой мощности снижается, а диапазон перестройки частоты возрастает. При перестройке частоты генерации частоты настройки лазерного резонатора и селектора должны синхронно изменяться, что на практике осуществляют с помощью систем автоподстройки.

Список литературы: 1. Треицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. — Новосибирск: Наука, 1975. — 160 с. 2. Летохов В. С., Чеботилов В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. — М.: Наука, 1975. — 280 с.

Поступила в редколлегию 02.02.81.

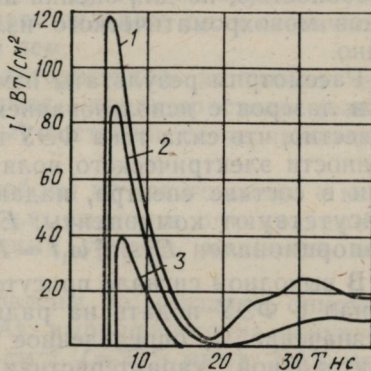
К ТЕОРИИ ИМПУЛЬСНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Выражение для восприимчивости невырожденной трехуровневой системы при ступенчатом включении накачки для произвольных полей накачки и усиления в случае нулевых расстройок и равных временах продольной и поперечной релаксации* можно использовать для нахождения поля внутри резонатора для одномодового режима. В случае медленных амплитуд поле удовлетворяет известному уравнению

$$\frac{d}{dt} E' + \frac{\omega_p}{2Q} E' = 2\pi\omega'\chi'', \quad (1)$$

где $\omega_p Q$ — собственная частота и добротность резонатора на данном типе колебаний; ω' — частота поля в резонаторе; χ'' — мнимая часть восприимчивости газовой среды. Дифференциальное уравнение (1) невозможно решить аналитически из-за сложной зависимости χ'' от E' , поэтому поле внутри резонатора было найдено при помощи цифровой ЭВМ методом Рунге—Кутты, примененном к уравнению (1), в предположении, что $\omega_p = \omega'$. Начальное поле задавалось из условия, что начальная когерентная затравка, равная мощности шумов ($P_{ш} = kT\Delta f$) согласно численному анализу влияет только на время запаздывания генерируемого импульса относительно момента включения накачки. Добротность резонатора представлялась в виде $Q = 2\pi/\omega'\Delta f = \omega'/c \cdot 1/\delta_l$, где c — скорость света; δ_l — потери, отнесенные к единице длины резонатора.

Временная зависимость интенсивности одной из бегущих волн в резонаторе CH_3F -лазера ($\lambda = 496$ мкм) при мгновенном включении накачки I в момент $t=0$ для различных значений погонных потерь (см^{-1}), $I = 10^5$ Вт/см, $p = 1$ тор, δ_l : 1 — 0,078; 2 — 0,101; 3 — 0,168 приведена на рисунке. Переходный процесс занимает несколько десятков наносекунд, после чего устанавлива-



* Ефремов В. А., Дюбко С. Ф. Переходный процесс в трехуровневой системе при ступенчатом включении накачки. — Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1981, вып. 10, с. 53—55.

ется стационарный режим. Запоздывание генерируемого импульса увеличивается с ростом погонных потерь в резонаторе δ_i , причем возможен режим, при котором после включения накачки возникает только один короткий импульс.

Поступила в редколлегию 25.12.80.

УДК 535.243.2

А. П. КЛИМКО,
Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
А. А. ТАНАНЬХИН

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Во многих случаях при измерениях важно знать ширину линии излучения источника оптического диапазона. Обычно контур линии определяется с помощью прибора с соответствующей разрешающей способностью: спектрографа, интерферометра Фабри—Перро и т. д. Последние обладают высокой разрешающей способностью, но для оценки ширины линий современных источников монохроматического излучения ее оказывается недостаточно.

Рассмотрим результаты измерений спектральной характеристики лазеров с использованием принципа демодуляции света *. Известно, что сила тока ФЭУ пропорциональна квадрату напряженности электрического поля световой волны. Таким образом, если в составе спектра, падающего на катод ФЭУ излучения, присутствуют компоненты: $E_1 \sin \omega_1 t$ и $E_2 \sin \omega_2 t$, то ток ФЭУ пропорционален $E_1^2 \sin^2 \omega_1 t = E_2^2 \sin \omega_2 t$.

В выходном сигнале присутствуют частоты $\Omega = (\omega_1 - \omega_2)$. Если сигнал с ФЭУ подать на радиочастотный анализатор спектра, то значение Ω , определенное таким образом, равно ширине спектральной характеристики излучателя. В качестве фотоприемника мы использовали временной фотоумножитель типа ФЭУ-36, позволяющий разрешать временные интервалы порядка 10^{-9} с. Спектр сигнала, наблюдавшийся на экране спектроанализатора С4-5 зависел от юстировки лазера. Результаты измерения ширины излучения нами приведены для лазеров, отъюстированных на максимальное значение мощности излучения.

На значение Ω большое влияние оказывает присутствие пыли в оптическом резонаторе, что видно из сравнения данных об отклонении $\Delta\Omega$ от центральной частоты Ω для лазеров серийного образца и для лазеров с дополнительной защитой от пыли, осуществленной путем смазки внутренней поверхности пылеуловите-

* Герелик Г. О возможности малоинерционного фотометрирования и демодуляционного анализа света. — Докл. СССР, 1947, 53, № 1, с. 45.

лей тонким слоем невысыхающего масла. В последнем случае для ЛГ-38 оно составило $+2 \cdot 10^{-3}$ МГц.

Для ЛГ-38 Ω : МГц 85 167 260

$\Delta\Omega$: МГц ± 1 ± 2 ± 3

Для ЛГ-56 Ω : МГц 92 95 183 190 241

$\Delta\Omega$ МГц: ± 2 — ± 5 ± 5 ± 5

Поступила в редколлегию 06.01.81.

УДК 621.382.2

Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук,
С. Н. СКОРОБОГАТОВА

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ ДИОДА С КАТОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ

В работах [1, 2] показана возможность использования диодов с катодным статическим доменом в качестве источника СВЧ-шума. Генерация СВЧ-шума в рассматриваемом случае обусловлена ударной ионизацией в области сильного поля статического домена и пролетным эффектом в нем.

Как известно, основной характеристикой источника шума является его амплитудно-частотная характеристика (зависимость мощности шума от частоты) и степень ее неравномерности в диапазоне частот.

Нами исследованы режимы работы шумового диода с катодным статическим доменом с целью выяснить оптимальные режимы, обеспечивающие постоянный уровень мощности шума в широком диапазоне частот.

Шумовые диоды были изготовлены по методике, описанной в [1], из эпитаксиального n -GaAs, выращенного на полуизолирующей подложке ($n_0 = 6,5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $l = 25,5$ мкм). ВАХ диода в слабых полях практически симметрична, что может свидетельствовать об отсутствии p - n -переходов, сопротивление диода составляло ~ 150 — 200 Ом.

Экспериментальные ВАХ диодов имели тенденцию к насыщению, что обусловлено формированием статического домена сильного поля, на долю которого приходится основная часть приложенного напряжения. При определенных смещениях на диоде имел место электрический пробой в области сильного поля у катода, вызывающий резкое возрастание тока и сопровождающийся генерацией СВЧ-шума.

Для контроля тока в цепь включалось нагрузочное сопротивление ~ 3 кОм, что позволяло избежать нежелательного резкого возрастания тока, приводящего к необратимому пробую, и выбирать нужный рабочий режим.

Были исследованы зависимости спектральной плотности мощности шума (СПМШ) диода от приложенного напряжения смещения. Для измерения СПМШ диода последний помещался в волноводный тракт с согласованной нагрузкой. СВЧ-сигнал фиксировался измерительным приемником П5-13 в диапазоне

12—16,6 ГГц. Полученные таким образом зависимости СПМШ от приложенного напряжения смещения, снятые для трех различных частот f , показаны на рисунке (1—12,2 ГГц; 2 — 14,2 ГГц; 3 — 16,6 ГГц).

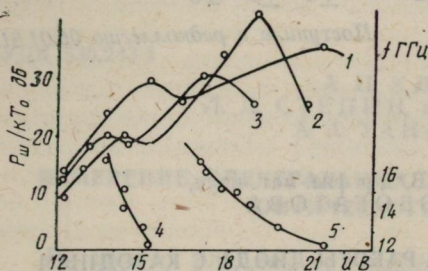
Из анализа экспериментальных зависимостей следует:

1) изменение уровня СВЧ-шума с ростом напряжения смещения носит немонотонный характер: наблюдаются два максимума генерации в исследованном диапазоне смещений для каждой их исследованных частот;

2) напряжения, при которых наблюдается максимальная генерация шума, зависят от частоты: с ростом частоты соответствующие напряжения понижаются. Кривые 4, 5 отражают зависимость частоты соответственно первого и второго максимумов генерации от приложенного напряжения смещения. Как известно, у лавиннопролетных диодов (ЛПД) соответствующие зависимости носят противоположный характер.

Для объяснения наблюдаемых закономерностей будем исходить из модели диода с эквивалентным слоем умножения и двумя пролетными областями — для электронов (к аноду) и дырок (к катоду) [2]. Заметим, что исследуемые частоты в несколько раз превышают обратные времена дрейфа электронов через активную область диода (~ 25 мкм), поэтому пролетные эффекты, связанные с этой частью структуры, существенно не проявляются, в отличие от ЛПД, где они имеют решающее значение. В рассматриваемом случае определяющую роль должны играть прикатодная область (1—2 мкм) и область домена сильного поля (1—2 мкм), так как размеры их таковы, что могут обеспечить оптимальные пролетные углы для электронов и дырок в исследуемом диапазоне частот.

С повышением напряжения смещения растет ширина домена, а следовательно, увеличиваются обе пролетные области. Поэтому можно ожидать, что при меньших смещениях оптимальными окажутся условия для генерации более высоких частот, а при больших смещениях — наоборот. Как видно из рисунка (кривые 4, 5), экспериментальные зависимости достаточно хорошо согласуются с этими качественными выводами.



Исходя из представлений о двухпролетном механизме нетрудно качественно объяснить и вторую особенность рассматриваемых характеристик — наличие двух максимумов на зависимости уровня шума от приложенного напряжения. Поскольку размеры пролетных областей для электронов и дырок неодинаковы, оптимальные углы пролета для каждого рода носителей будут достигаться при различных напряжениях. Экспериментальная кривая, которая отражает суммарный эффект, в этом случае будет иметь соответственно два максимума. Вероятно, на более низких частотах максимумы будут отстоять дальше друг от друга по напряжениям, чем на более высоких частотах, что также наблюдается на экспериментальных зависимостях (рисунок, кривые 1, 2, 3).

На основании полученных данных можно выбрать оптимальный режим работы диода с катодным статическим доменом, обеспечивающий постоянный уровень шума в широком диапазоне частот. В частности, для исследуемого диода диапазон оптимальных напряжений смещения находится в пределах 16—17,5 В, что обеспечивает уровень шума с точностью до ± 2 дБ в диапазоне частот 12—16,5 ГГц. Кроме того, возможна подстройка уровня СПМШ примерно до одного уровня напряжением смещения на диоде.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ-шума диодом Ганна с катодным статическим доменом. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 8, с. 1732—1739. 2. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Шумовые характеристики структур с катодным статическим доменом. — Вестн. Харьк. ун-та, 1979, № 180. Радиофизика и электроника, вып. 8, с. 79—81. 3. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1968. — 277 с.

Поступила в редколлегию 06.01.81.

УДК 537.52

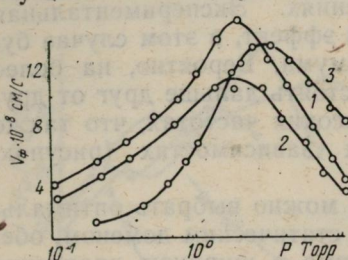
Н. И. ВИНУКОВ, канд. физ.-мат. наук,
Ю. Ф. ФОМЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ

В работе [1] показано, что ряд космических явлений можно исследовать в лабораторных условиях. С помощью стационарных и импульсных газовых разрядов удается моделировать возмущения в ионосфере, определять сечения взаимодействий аэродинамических реакций.

Рассмотрим распространения волны ионизации в слабоионизированном газе, аналогичном плазме нижней ионосферы (диапазон давлений $p = 10^{-2} \div 10$ Торр, соответствующий высотам 35—90 км).

Исследования проводились в трубках длиной 1 метр. Для создания волны ионизации в трубку впаивались два электрода и на один из них подавался импульс высокого напряжения амплитудой 8 кВ. Другой электрод заземлялся. Скорость волны измерялась фотометрическим методом, который не вносит возмущений в исследуемое явление. Два фотоумножителя располагались вдоль трубки на расстоянии



50 см, а их выводы подключались к двухлучевому осциллографу С1-7. Зная расстояние между импульсами от ФЭУ, можно измерить скорость волны ионизации.

Измерения показали, что при подаче на один из электродов импульса высокого напряжения от него начинает распространяться волна ионизации независимо от полярности приложенного напряжения. На рисунке показаны зависимости $v_{\text{ф}}$ от давления гелия, для которого лучше, чем для других газов, известны сечения взаимодействий различных реакций. Кривая 1 получена для трубки диаметром $D=3,2$ см, кривая 3 — $D=13$ см, положительная полярность импульса напряжения, кривая 2 — $D=3,2$ см отрицательная полярность импульса напряжения. Путем перемещения ФЭУ можно было измерить $v_{\text{ф}}$ как вдоль трубки, так и в радиальном направлении. Измерения показали, что движение волны ионизации происходит с одинаковой скоростью как вдоль, так и к стенкам трубки, т. е. стенки в распространении волны ионизации играют второстепенную роль. При давлениях, больших 10 Торр, излучение позади волны ионизации не наблюдается. Это позволяет предположить, что волна ионизации электрически изолирована от высоковольтного электрода. При меньших давлениях излучение регистрировалось на всем протяжении от фронта волны ионизации до электрода.

Распространения волны ионизации одни авторы связывают с электронной теплопроводностью [2], другие — с собственным электрическим полем [3], высказывается предположение, что это — один из типов плазменных волн [4].

Полученную в данной работе экстремальную зависимость $v_{\text{ф}}$ от p объясняет только модель, предложенная в работе [3], согласно которой волна движется за счет ионизации электронами в области сильного электрического поля в ее передней части.

Таким образом, результаты экспериментов подтверждают существование волны ионизации при давлениях $p=10^{-2} \div 10$ Торр, которые соответствуют условиям нижней ионосферы.

Список литературы: 1. Подгорный И. М. Исследования космических явлений на лабораторных установках. — Тр. 6-й Всесоюз. ежегодн. зимней школы по космофизике, 1969, ч. 1, с. 205—211. 2. Райзер Ю. П. Лазерная искра

и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974. — 307 с. 3. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975. — 171 с. 4. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976. — 238 с.

Поступила в редколлегию 18.12.80.

УДК 537.525.533.63

В. М. СОРОКИНА, В. А. ТИМАНЮК

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При зондовых и микроволновых измерениях параметров плазмы в разряде с полым катодом наблюдаются интенсивные низкочастотные колебания. Амплитуда колебаний может достигать столь большой величины, что они могут играть существенную роль в формировании характеристик разряда с полым катодом. В связи с этим изучены основные характеристики и параметры, определены условия существования низкочастотных регулярных колебаний, наблюдающихся в разряде с цилиндрическим полым катодом [1, 2].

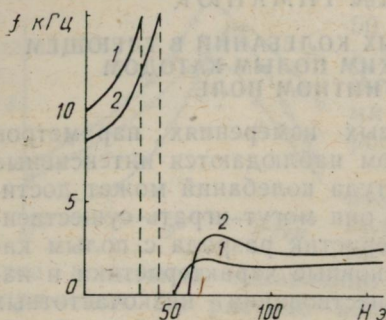
Влияние магнитного поля на электрические и оптические характеристики разряда с полым катодом рассмотрено в ряде работ. Однако исследования влияния магнитного поля на низкочастотные колебания в разряде с полым катодом практически не проводились. Нам известны только две работы [3, 4], в которых описаны колебания в разряде с полым катодом при наличии магнитного поля.

При изучении влияния магнитного поля на параметры низкочастотных колебаний, наблюдавшихся в разряде с цилиндрическим полым катодом, измерения проводили в тлеющем разряде с никелевым цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм и длиной 200 мм с одним и двумя кольцевыми анодами, расположенными соосно с катодом (конструкция разрядной трубки аналогична описанной в [5]). Разрядная трубка помещалась на оси соленоида, позволявшего получать магнитное поле напряженностью до 1200 Э. После зажигания разряда в такой системе магнитное поле перпендикулярно электрическому в катодной области и не оказывает прямого воздействия на движение электронов в направлении анодов. Все измерения проводились в режиме непрерывного протекания через трубку спектрально чистого гелия. Колебания напряжения горения разряда регистрировались непосредственно между катодом и анодом разряда с помощью осциллографа С1-16 и анализатора спектра С4-8.

Нами наблюдались колебания разрядного тока и напряжения горения в диапазоне частот 5—15 кГц. Амплитуда колебаний напряжения на разряде достигала 5—10 В. Причем частота, амплитуда и форма колебаний существенно зависят от магнитного поля. Установлено, что для зависимости частоты от

напряженности магнитного поля (рисунок, 1 — $I_p = 50$ мА, 2 — $I_p = 200$ мА и давлении гелия 0,8 мм рт. ст.

Характерным является интервал значений напряженности магнитного поля, в котором колебания отсутствуют. Например, для $I_p = 50$ мА $H = 30 \div 50$ Э. Затем появляются колебания с меньшей частотой ($2 \div 3$ кГц), которая практически оста-



ется постоянной с увеличением напряженности магнитного поля, в то время как амплитуда колебаний несколько возрастает. При напряженности магнитного поля $H > 500$ Э колебания становятся нестабильными, а затем переходят в шумовые.

Для других давлений зависимости частоты и амплитуды колебаний от напряженности магнитного поля носят аналогичный характер. Однако интервал значений H , для которого колебания отсутствуют, с ростом давления смещается в сторону больших значений напряженности магнитного поля.

Учитывая, что механизм возникновения низкочастотных колебаний в разряде с полым катодом даже без магнитного поля недостаточно ясен, анализ влияния магнитного поля на параметры этих колебаний представляет большие трудности. Возможной причиной существования низкочастотных регулярных колебаний в разряде с полым катодом является дрейфовая неустойчивость, возникающая из-за большого градиента плотности плазмы вблизи торцов катодной полости [1—3].

Список литературы: 1. Сорокина В. М., Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Исследование низкочастотных регулярных колебаний в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом в гелии. — Изв. вузов. Радиофизика, 1976, 19, № 1, с. 156—157. 2. Сорокина В. М., Тиманюк В. А. Исследование электрических колебаний звуковой частоты в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом. Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1976, вып. 5, с. 91—93. 3. Chung K., Rose D. Low Frequency Fluctuations in a Weakly Turbulent Hollow Cathode Discharge Plasma. — Proc. Sympos. Turbul. Fluids and Plasmas, N. Y., 1968, p. 311—332. 4. Ionescu T., Pawan R., Baranu I. Les oscillations coniques dans les cathodes effenses dans in a champ magnetique. — С. r. Acad. Sci., 1970, p. 1321—1324. 5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — Журн. техн. физики, 1972, 42, с. 67—70.

Поступила в редколлегию 14.01.81.

П. М. БЕРНИК,
Ю. Н. ЕГОРОВ, канд. техн. наук,
В. А. МАЛЕЕВ, В. М. СОРОКИНА,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

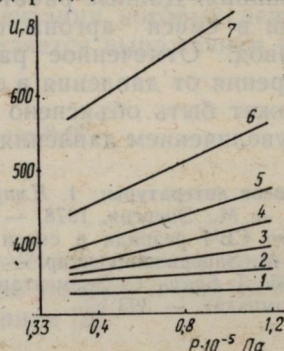
ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ ВОДОРОДА НА КОНТРАГИРОВАННЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В КСЕНОНЕ

Зависимость характеристик и параметров газовых разрядов, в том числе тлеющего, от примесей может быть использована для неразрушающего контроля над составом газового наполнения газоразрядных приборов, в частности, некоторых источников света, наполненных смесью ксенона и водорода. Работы о влиянии примесей на характеристики разрядов при высоких давлениях газа немногочисленны, причем в большинстве из них в качестве исследуемого параметра выбрано напряжение пробоя [1]. Влияние примесей на другие параметры разряда изучено мало, а выводы о механизме влияния примеси, полученные для условий пробоя газового промежутка, могут оказаться неприменимыми для режима горения разряда.

Нами изучено влияние примеси водорода на напряжение горения тлеющего разряда в ксеноне при высоких давлениях газа. В эксперименте столб разряда контрагирован во всем диапазоне использовавшихся давлений газа, а ток разряда соответствовал режиму нормального катодного падения потенциала.

Измерения проведены в напаянных на откачной пост трубчатых лампах ИФП 800 и ИСП 5000 с межэлектродным расстоянием 80 и 120 мм соответственно. На рисунке отражены зависимости напряжения горения от давления в лампе ИФП 800 для чистого ксенона (кривая 1) и при содержании примеси водорода 0,02% (2), 0,05% (3), 0,1% (4), 0,2% (5), 0,5% (6) и 1% (7). Напряжение горения в лампах с различным междуэлектродным расстоянием различно, однако в чистом ксеноне влияние давления газа практически не проявляется. С введением примеси водорода увеличивается напряжение горения разряда и усиливается его зависимость от давления газа.

Оценка продольной напряженности поля в столбе разряда, проведенная на основании измерений в лампах различной длины, показывает, что примесь водорода в основном увеличивает поле в столбе. Так, при содержании водорода 0,1% поле в столбе по сравнению с чистым ксеноном увеличивается на 40% при давлении $12 \cdot 10^4$ Па. Согласно спектральным измерениям, линии



водорода в спектре разряда отсутствуют. Следовательно, температура электронов в разряде столь низка, что неупругих столкновений электронов с молекулами водорода не происходит. Тогда остаются два процесса, ответственных за повышение поля в столбе при наличии примеси водорода: рост потерь энергии при упругих столкновениях электронов с молекулами водорода и прилипание электронов с образованием отрицательных ионов водорода.

Определяя увеличение поля в столбе в результате упругих столкновений электронов с молекулами водорода, установили, что примесь водорода 0,1% может увеличить поле в столбе на 7—10%. Очевидно, наблюдаемый экспериментально рост напряжения горения разряда, в основном, обусловлен процессами прилипания. Данные работы [2] об увеличении скорости рекомбинации в смеси аргона с водородом подтверждают сделанный вывод. Отмеченное ранее усиление зависимости напряжения горения от давления в смеси ксенона с водородом, по-видимому, может быть объяснено возрастанием роли явления прилипания с увеличением давления газа [3].

Список литературы: 1. *Импульсные источники света*/Под ред. И. С. Маршак. — М.: Энергия, 1978. — 472 с. 2. *К вопросу о распаде плазмы импульсного СВЧ разряда в смеси аргон—водород*/Т. С. Абрамова, В. С. Егоров, Н. М. Зацерковник и др. — Журн. техн. физики, 1972, 42, вып. 12, с. 2479—2485. 3. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Атомиздат. — 323 с.

Поступила в редколлегию 14.01.81.

УДК 535.568.1(088.8)

А. П. КЛИМКО,
Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
А. А. ТАНАНЬХИН

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОРИЕНТИРОВАННЫМИ АНИЗОТРОПНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В РАСТВОРЕ

Изучение анизотропного рассеяния света в растворах дает информацию о структуре молекул и, в частности, о значениях компонент тензора поляризуемости анизотропной молекулы — α_1 ; α_2 ; α_3 . Обычно по данным рассеяния определяют лишь два значения тензора, т. е. полную информацию о поляризуемости молекул можно получить в том случае, если два значения α_i равны. Для оценки трех значений тензора поляризуемости метод светорассеяния сочетается с другими методами, например эффектом Керра. Ряд авторов предлагали использовать ориентирующее действие электрического поля для исследования структуры макромолекул в растворе. При этом выясняли влияние электрического поля на интегральную интенсивность светорассеяния. На-

ми предпринята попытка оценить влияние электрического поля на распределение интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной направлению падающего света, и указан способ реализации его измерения.

Известно, что в жидкостях, молекулы которых обладают постоянным электрическим моментом, при наложении внешнего поля возникает преимущественное направление ориентации диполей. С другой стороны, обусловленное тепловым движением явление вращательной диффузии противодействует упорядочиванию ориентации. Число частиц системы с энергией u определяется распределением Максвелла—Больцмана, т. е. пропорционально $e^{u/KT}$. Потенциальная энергия u диполя P в поле напряженности E : $U = -PE \cos \vartheta \sim (\vartheta - \text{угол между осью диполя и направлением вектора электрического поля})$.

Число диполей dN , направление ориентации которых лежит в зоне между углами ϑ и $\vartheta + d\vartheta$, определяется выражением [1]:

$$dN = \frac{NPE}{2KT \operatorname{sh} \frac{PE}{KT}} e^{\frac{PE \cos \vartheta}{KT}} \sin \vartheta d\vartheta \quad (2)$$

(N — число частиц в единице объема).

С другой стороны, интенсивность рассеянного света пропорциональна числу частиц в рассеивающем объеме и для анизотропных молекул описывается соотношением [2]:

$$I' = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_0 V \left\{ \alpha^2 \cos^2 \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3}{45} + \frac{1}{45} \cos^2 \vartheta \right) \right\}, \quad (3)$$

где α — средняя поляризуемость молекулы; V — рассеивающий объем; γ — оптическая анизотропия молекулы: $\gamma^2 =$

$$= \frac{1}{3} \{ (\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\alpha_1 - \alpha_3)^2 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 \}. \quad (4)$$

Первое слагаемое выражения представляет изотропное рассеяние (на флуктуациях плотности), второе — анизотропное. Если рассеивающий объем мы ограничим зоной ϑ и $\vartheta + d\vartheta$, то число частиц в рассматриваемом объеме с учетом их ориентации под действием поля, будет определяться выражением (2). Таким образом, распределение интенсивности рассеянного света в зависимости от угла будет иметь вид:

$$I' = C e^{\frac{PE \cos \vartheta}{KT}} \left\{ \alpha^2 \cos^2 \vartheta + \gamma^2 \left(\frac{3}{45} + \frac{1}{45} \cos^2 \vartheta \right) \right\}, \quad (5)$$

где в постоянную C входят величины, не зависящие от угла наблюдения ϑ . В практически реализуемых случаях $PE \ll KT$, и функцию $e^{\frac{PE \cos \vartheta}{KT}}$ можно разложить в ряд:

$$1 + \frac{PE \cos \vartheta}{1!KT} + \left(\frac{PE \cos \vartheta}{2!KT} \right)^2 + \dots$$

Тогда интенсивность рассеянного света I' будет также состоять из суммы слагаемых, отличающихся характером зависимости от ϑ . Первый член пропорционален $\cos \vartheta$, второй — $\cos^2 \vartheta$, третий — $\cos^3 \vartheta$ и т. д. Если мы будем сканировать распределение интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной направлению волнового вектора падающей волны, с угловой частотой ω , так что $\vartheta(t) = \omega t$, и сигнал подадим на спектроанализатор, то в составе спектра сигнала, помимо постоянной составляющей и частоты 2ω , характерных для изотропного рассеяния, появятся частоты ω , 3ω , ..., обусловленные ориентирующим действием электрического поля. Частоты, кратные ω , появляются вследствие разложения членов, содержащих $\cos^2 \omega t$, $\cos^3 \omega t$, по соответствующим формулам для тригонометрических функций.

Таким образом, анализируя функцию распределения рассеянного света, мы можем выделить составляющую, возникающую за счет ориентирующего действия электрического поля. Как видно из уравнения (6), она определяется значением отношения PE/KT . При комнатной температуре и напряженности поля 10^3 В/см оно имеет порядок 10^{-2} . Несмотря на небольшую относительную величину «ориентационной» составляющей рассеянного света при указанном способе обнаружить ее гораздо легче, так как она выделяется из общей интенсивности рассеянного света и измеряется отдельно от изотропной составляющей.

Список литературы: 1. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газетах, жидкостях и растворах. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1977. — 320 с. 2. Иос Г. Курс теоретической физики. — М.: Наука, 1963. — 578 с.

Поступила в редколлегию 06.01.81.

УДК 556.114.6 : 621.396.96

С. И. АРСЕНЬЕВА, В. В. БРУК, И. В. КОРЫТЦЕВ,
И. И. МАЛЫХИНА,
Ф. Т. ШУМАКОВ, канд. техн. наук,
В. А. ЦЫБУЛИН

ПРИМЕНЕНИЕ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ ОЧАГОВ И МАСШТАБОВ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДОЕМОВ

Дистанционная индикация характеристик подстилающей поверхности на основе регистрации электромагнитных колебаний, отраженных или излучаемых подстилающей поверхностью, ши-

роко используется в целях охраны окружающей среды. В частности, для оперативного контроля качества поверхностных вод представляется перспективной пассивная радиолокация. Достоинства этого метода — всепогодность и возможность работы в любое время суток. Зависимость характеристик собственного излучения водной поверхности в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн от температуры и общей минерализации обуславливает возможность оценки указанных параметров методами СВЧ-радиометрии. Однако до сих пор применение пассивной радиолокации с целью охраны вод ограничивалось определением солености [1], а также исследованием пленок нефтепродуктов на поверхности [2]. Нами изучено влияние сточных вод различных промышленных сбросов в районе Волховской губы Ладожского озера, характеризующихся разной минерализацией, на излучение невзволнованной водной поверхности в дециметровом диапазоне.

Радиояркая температура $T_{я-qT}$ есть функция излучательной способности водной поверхности q и термодинамической температуры T в пределах толщины эффективно излучающего слоя. Излучательные свойства спокойной водной поверхности определяются френелевскими коэффициентами отражения, которые зависят от комплексной диэлектрической проницаемости ϵ . Значения комплексной диэлектрической проницаемости водной поверхности выражаются через дебаевские параметры и проводимость, зависящие от температуры и минерализации. Так, в случае горизонтальной поляризации связь радиояркой температуры с ϵ для двух различных углов наблюдения θ может быть записана в виде следующей системы уравнений [3]:

$$\frac{T_{я}(\theta_j)}{T} = 2 \frac{\cos \theta_j (\sqrt{\epsilon^* - \sin^2 \theta_j} + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_j})}{(\cos \theta_j + \sqrt{\epsilon^* - \sin^2 \theta_j})(\cos \theta_j + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_j})}, \quad (1)$$

где $j=1, 2$.

Для сред, у которых $\text{Re } \epsilon \gg \sin^2 \theta$, с высокой степенью точности выполняется соотношение $\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} \approx \sqrt{\epsilon}$; тогда решение системы (1) можно записать в виде $\epsilon' = n_1^2/2 - n_2$;

$$\epsilon'' = n_1 \sqrt{n_2 - n_1^2/4(2)}, \quad \text{где} \quad n_1 = \frac{k_1 k_2 (1 - \cos^2 \theta)}{[2(k_2 - k_1 \cos \theta) - k_1 k_2 (1 - \cos \theta)]};$$

$$n_2 = \frac{k_1 k_2 \cos \theta (1 - \cos \theta) - 2 \cos \theta (k_1 - k_2 \cos \theta)}{[k_1 k_2 (1 - \cos \theta) - 2(k_2 - k_1 \cos \theta)]};$$

k_1 и k_2 — измеряемые отношения радиояркой и термодинамической температур для случаев наблюдения в надир ($\theta=0$) и $\theta < 50^\circ$, соответственно.

Определение радиояркого контраста (т. е. разности значений яркостных температур при текущих значениях минерализации, соответствующих загрязненным водам, и минимальном для

этого района значения минерализации, соответствующем условно чистой ладожской воде) сводится к исследованию спектральной зависимости диэлектрической проницаемости для различных источников загрязнения (ИЗ). Эти зависимости, приведенные ниже, сняты методом короткозамыкающего поршня с помощью установки, аналогичной описанной в [4]. Измерения проводились в диапазоне 15—25 см, где изменения мнимой части ϵ , обусловленные изменением минерализации, максимальны. Степень минерализации исследуемых вод характеризовалась сухим остатком, который определяли выпариванием 100 мг воды. Кроме того, измеряли показатель pH.

Номер ИЗ	Длина волны λ , см					Сухой остаток, г/л	pH	Примечание
	15,00	16,67	18,75	21,43	25,00			
	$T_{\lambda}(\lambda)/T_0$							
1	0,273	0,286	0,362	0,353	0,360	0,142	7,67	Условно чистый
	0,187	0,239	0,252	0,309	0,248	1,664	6,65	Сброс
	0,230	0,251	0,280	0,329	0,263	1,364	6,95	В 10 м от сброса
	0,251	0,251	0,330	0,348	0,357	1,092	7,05	В 50 м
	0,284	0,310	0,408	0,383	0,366	0,200	7,39	В 400 м
2	0,229	0,228	0,269	0,238	0,268	0,350	7,30	
3	0,200	0,190	0,223	0,311	0,244	0,370	7,05	
4	0,177	0,199	0,317	0,247	0,352	3,070	2,80	
5	0,295	0,233	0,300	0,254	0,212	0,484	8,10	

Анализ полученных данных показал, что контрасты радиоярких температур для различных ИЗ всегда отрицательны и составляют 10—20 К. Благодаря контрасту между радиояркими температурами фоновых и сточных вод можно обнаружить неизвестные ИЗ или загрязнения при аварийных ситуациях на известных источниках, когда область распространения сточных вод аномально увеличена.

Математическая обработка полученных данных производилась с помощью теории распознавания образов [5]. В качестве информационных признаков, определяющих ИЗ, были использованы значения радиоярких температур. Средняя вероятность $P_{\text{ср}}$ ошибочного распознавания составила 3% (рисунок, кривая 1) при среднеквадратичном отклонении радиоярких температур σ_0 от средних значений по каждому источнику, не превышающем 0,5. В реальных условиях σ_0 может достигать значений, близких к 1. При этом $P_{\text{ср}} \approx 40\%$.

Для увеличения информативности имеющиеся данные были дополнены измерениями коэффициентов спектральной яркости (КСЯ) для различных ИЗ в видимом диапазоне длин волн ($\lambda = 400$ нм, 500, 600, 700). Средняя, вероятность ошибочного рас-

познавания при использовании девяти информационных признаков резко уменьшилась (рисунок, кривая 2).

Особый интерес представляет контраст радиоярких температур при концентрации загрязняющих веществ в сточных водах, близкой к предельно допустимой (ПДК). Для сухого остатка общесанитарная ПДК составляет 1000 мг/л. Нами проведены измерения диэлектрических и гидрохимических показателей при различных расстояниях от сброса сточных вод для наиболее крупного ИЗ (таблица, № 1). Результаты исследований показали, что с уменьшением сухого остатка по мере удаления от сброса значения T_n и КСЯ непрерывно увеличиваются.

При величине сухого остатка, близкой к ПДК, контраст радиоярких температур оставался значительным (таблица). Это позволило, применяя теорию распознавания, определить границы области, где величина сухого остатка превышает ПДК.

Согласно полученным данным применение пассивной радиолокации позволяет решить такие задачи, как регистрация очагов загрязнения водоемов и идентификация ИЗ, а в сочетании с пассивными оптическими методами устанавливать масштабы загрязнения областей, где концентрация загрязняющих веществ превышает значения ПДК.

Список литературы: 1. Робинович Ю. И., Мелентьев В. В. Влияние температуры и солености на излучение гладкой водной поверхности в сантиметровом диапазоне. — Тр. ГГО, 1970, вып. 235, с. 78—123. 2. Hollinger J. P., Menpela R. A. Oil Spills: Measurements of Their Distributions and Volumes by Multi-frequency microwave. Radiometry Science, 1973, 181, № 4094, p. 41—42. 3. Богородский В. В., Козлов А. И., Тучков Л. Т. Радиотепловое излучение земных покровов. — Л.: Гидрометеониздат, 1977. — 223 с. 4. Переяславец В. А. Использование линии P1-6 для точного измерения диэлектрических констант жидкостей. — Зав. лаб., 1969, № 12, с. 25—29. 5. Омельченко В. А., Матевицкий Е. О. Спектрально-статистический метод распознавания сигналов. — Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1977, 20, № 5, с. 99—101.

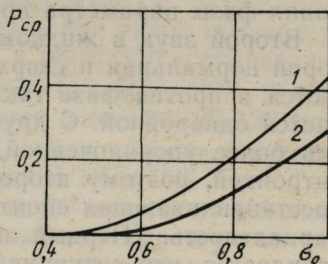
Поступила в редколлегию 27.12.80.

УДК 536.7

Б. Г. Е М Е Ц, канд. физ.-мат. наук,
В. М. Г В О З Д И К О В, канд. физ.-мат. наук

ДОЛГОЖИВУЩИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

Согласно теореме Голдстоуна, в системах со спонтанным нарушением непрерывной группы симметрии гамильтониана должны существовать восстанавливающие спонтанно нарушенную симметрию гидродинамические моды.



Гидродинамические голдстоуновские моды, т. е. коллективные длинноволновые колебания с законом дисперсии $\omega = ck$, обладают очень большим временем жизни, поскольку затухание их $\Gamma \sim k^2$ становится исчезающе малым в длинноволновом пределе $k \rightarrow 0$. В физике конденсированного состояния хорошо известны такие «представители» голдстоуновских мод, как спиновые волны в ферромагнетике, второй звук в жидком ^2He , колебания фазы параметра порядка в сверхпроводниках [1] и т. д.

Второй звук в жидком ^2He представляет собой волну, в которой нормальная и сверхтекучая компоненты плотности колеблются в противофазе таким образом, что общая плотность остается однородной. С другой стороны, сверхтекучая фаза, являясь более упорядоченной, чем нормальная, обладает меньшей энтропией, поэтому второй звук в ^2He — это волна энтропии, восстанавливающая спонтанно нарушенную калибровочную инвариантность. (Первый звук — это волна сжатия). Нам представляется, что ситуация со вторым звуком в ^2He не является уникальной в том отношении, что волны энтропии, по-видимому, могут распространяться и в других жидкостях.

Основной характеристикой микроструктуры жидкости является радиальная функция распределения $g(r)$, определяющая тип ближнего порядка. Во многих жидкостях имеет место ситуация, когда две фазы одной и той же жидкости с радиальными функциями распределения $g_1(r)$ и $g_2(r)$ обладают одинаковой или очень близкой энергией. Это означает, что в таких жидкостях длинноволновая мода, в которой колеблются в противофазе компоненты 1 и 2 будет безактивационной, т. е. гидродинамической в указанном выше смысле. Если переход в фазу 1 или 2 происходит со спонтанным нарушением некоторой непрерывной группы симметрии, то такая мода в длинноволновом пределе должна быть долгоживущей. В полной аналогии со вторым звуком такую моду можно назвать волной энтропии.

Зарегистрировать волну энтропии можно прибором, чувствительным к небольшим микроструктурным изменениям в жидкости. Для генерации волн энтропии необходимо создать в какой-то области жидкости избыток фазы 1 или 2 (начальную амплитуду волны).

В пользу высказанных выше положений говорят результаты измерения временной эволюции T_2 — времени поперечной ядерной магнитной релаксации в протонсодержащих жидкостях по методике Карра—Парселла [2]. Как известно, T_2 зависит как от микроструктуры жидкости, так и от температуры t . Сняв экспериментальную кривую $T_2(t)$ от температуры, можно интерпретировать микроструктурные изменения T_2 как температурные, вводя «эффективную температуру» $\delta t_{\text{эфф.}}$. $\Delta T_2(t) \equiv T_2(t) - T_2(t + \delta t_{\text{эфф.}})$; $t = \text{const}$.

Исследуемая жидкость объемом $0,6 \text{ см}^3$ после предварительной дистилляции и обезгаживания помещалась в запаянную

ампулу из кварцевого стекла. Для каждой жидкости снималась температурная зависимость T_2 , которая являлась градуировочной кривой при определении $t_{\text{эфф}}$. Температура образца контролировалась измерительной схемой с термопарой, обеспечивающей точность $0,005^\circ\text{C}$. Начальная амплитуда волны энтропии создавалась двумя способами.

1. При некоторой температуре t_1 измерялось T_2' , затем ампула нагревалась до $t_2 > t_1$ и выдерживалась при такой температуре в течение 30 мин, затем помещалась в термостат с температурой t_1 , спустя 10 мин вновь измерялось T_2'' . При этом оказывалось $T_2'' > T_2'$, причем эффект сохранялся в течение 20—30 мин, после чего опять наблюдалось $T_2'' = T_2'$. Для ацетона и гексана при $t_2 - t_1 = 20^\circ\text{C}$ $\delta t_{\text{эфф}}$ равно соответственно 1,5 и 1°C .

II. Ампула с жидкостью подвергается 30-минутному внешнему воздействию (электролампа накаливания, ультразвук и т. д.) при постоянной температуре. При этом опять значение времени поперечной ядерной магнитной релаксации до облучения (T_2') и после него (T_2'') оказываются различными. Так, при облучении ацетона и гексана электролампой накаливания $\delta t_{\text{эфф}}$ равнялось соответственно 4 и 3°C . Эффект сохранялся в течение 20—30 мин после облучения, затем $T_2'' = T_2'$ и, соответственно, $\delta t_{\text{эфф}} = 0$. Следует отметить, что эффект памяти наблюдался как в неассоциированных, так и в ассоциированных жидкостях, причем в ассоциированных системах облучение когерентными источниками приводит к отрицательным $\delta t_{\text{эфф}}$, а некогерентными — к положительным $\delta t_{\text{эфф}}$.

В заключение отметим, что представленные экспериментальные данные не противоречат идее существования в жидкостях долгоживущих волн энтропии голдстоуновского типа, обуславливающих структурную память у жидкостей. Последнее обстоятельство нетривиально, поскольку в жидкости существует довольно много каналов релаксации, которые должны были бы приводить к быстрому затуханию.

Авторы благодарят В. И. Шейкина за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы: 1. Форстер Д. Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции. — М.: Атомиздат, 1980. — 288 с. 2. Garr H. Y., Purcell E. M. Effects of diffusion on free precession in magnetic resonance — Phys. Rev., 1954, 94. p. 630—638.

Поступила в редколлегию 06.01.81.

НАКОПЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В РЕАЛЬНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ И ПОЛИМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Как показали ЭПР исследования [1—3], реальные кривые накопления (к. н.) парамагнитных радиационных дефектов (РД) в кристаллических аминокислотах, пептидах и белках, получаемые при естественных условиях, имеют очень широкие максимумы в области доз облучения около $(5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8)$ рад. Подобные кривые наблюдались при изучении накопления F -центров в ионных кристаллах [4]. Для описания таких кривых в органических кристаллах и полимерах нами ранее [5], следуя [4], была использована известная модель кратных поражений, что привело к выражению

$$n = GD \exp[-\varepsilon G \eta] \exp \left\{ -\frac{vD}{\varepsilon \eta} [1 - \exp(-\varepsilon \eta G)] \right\}, \quad (1)$$

где n — общее число РД; D — суммарная доза облучения; G — выход РД; ε — энергия кванта излучения; $\eta = v/\theta$; v — объем гибели РД; θ — объем локализации кванта излучения.

Однако в результате сопоставления экспериментальных и расчетных данных [6] выявлен значительно более крутой спад расчетных кривых в области нисходящих ветвей к. н. Установленные нами физические особенности процессов образования и гибели РД в таких объектах [7, 8] свидетельствуют о том, что упрощенный подход к решению этой задачи не вполне корректен. Учет процесса кратных поражений, описываемый выражением (1), следует вести лишь по отношению к неупорядоченным («аморфным») областям молекулярных границ органических кристаллов, объем которых в хороших кристаллах начинает заметным образом увеличиваться при достаточно больших дозах облучения, в основном за счет образования в них продуктов гибели РД под лучом. Гибель РД в таких кристаллах происходит лишь при достаточном накоплении их в границах [8].

Учет этой ситуации легко приводит к выражению для к. н. вида

$$n = GD V_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{th} \left(\frac{D - D_k}{K} \right) \right] \right) \left\{ 1 - e^{-\varepsilon G \eta} \exp \left[-\frac{vD}{\varepsilon \eta} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 - e^{-\varepsilon G \eta}) \right] \right\}, \quad (2)$$

где V_0 — полный объем кристалла; D_k — доза, при которой суммарный объем границ кристалла $v_r = 1/2 V_0$; K — константа, параметр скорости роста границ. Оно получается в предло-

жении, что функция роста границ кристалла с ростом дозы облучения имеет вид

$$v_r = \frac{1}{2} V_0 \left[1 + \operatorname{th} \left(\frac{D - D_k}{K} \right) \right], \quad (3)$$

которая в определенной мере соответствует реально наблюдаемым процессам. Начальный суммарный объем границ кристалла v_r^0 по существу обусловлен значением D_k , а параметр K подбирается при численных расчетах к. н. С помощью выражения (2) можно добиться существенно лучшего совпадения экспериментальных и расчетных к. н., чем при использовании выражения (1), а также оценить суммарный объем внутренних границ кристалла и, наконец, отработать объективный метод определения качества органических кристаллов, получаемых в различных условиях.

В полимерах и биополимерах роль неупорядоченных областей границ играют аморфные области их кристаллической структуры, где и происходит преимущественная гибель РД [9].

Возможность накопления и гибели относительно больших локальных концентраций РД типа радиационных вакансий в ряде жизненно важных квазикристаллических внутриклеточных структур при естественных условиях, по-видимому, и обуславливает сильную радиационную чувствительность биологических объектов.

Список литературы: 1. *Комарь И. Н., Николов О. Т.* О вторичных радиационных нарушениях в кристаллической решетке, ответственных за особенности процессов накопления и рекомбинации свободных радикалов, образующихся в γ-облученных аминокислотах. — В кн.: Тез. докл. IV Междунар. биофиз. конгресса, т. 1, М., 1972, с. 156—157. 2. *Комарь И. М., Николов О. Т., Зайцева О. В.* Накоплення і стійкість радіаційних дефектів в молекулярних кристалах. — Вісн. Харк. ун-ту, 1972, № 80. Радиофізика і електроніка, вип. 1, с. 84—88. 3. *Kushelevsky A. P., Slifkin M. A.* The Dose Response Relationship of Free Radicals at High Doses of Gamma — Irradiated Amino Acids and Dipeptides. — Radiation Effects, 1972, 14, p. 67—70. 4. *Мелик-Гайказян И. Я.* Кинетика радиационного накопления электронных центров окраски в щелочно-галонидных кристаллах. — В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Киев.: Наук. думка, 1967, с. 62—70. 5. *Комарь И. Н., Славик О., Сегноутка Т.* Описание накопления вторичных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах с помощью механизма кратных поражений. — Вестн. Харьк. ун-та, 1980, № 203. Радиофизика и электроника, вип. 9, с. 89—93. 6. *Комарь И. Н., Сегноутка Т.* Накопление радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. — Вестн. Харьк. ун-та, 1981, № 215. Генерация, распространение и рассеяние электромагнитных волн, вип. 10, с. 93—94. 7. *Комарь И. Н.* Основные положения теории процессов радиационного последствия в кристаллических аминокислотах, белках и квазипериодических (упорядоченных) биологических структурах. — В кн.: Резюме Трета национална конференция по биомедицинска физика и техника с международно участие. София, 1980, с. 35. 8. *Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О.* Стабилизация и накопление ЭПР-обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. — Вестн. Харьк. ун-та, 1977, № 51. Радиофизика и электроника, вип. 6, с. 90—92. 9. *Исследование влияния иони-*

зирующего излучения на структуру и свойства модифицированных капроновых нитей/В. И. Спицин, В. М. Горяев и др. Химия высоких энергий, 1970, 4, вып. 4, с. 372—373.

Поступила в редколлегию 16.02.81.

УДК 538.69; 538.124

И. Н. КОМАРЬ, О. СЛАВИК

О РАДИАЦИОННОСТИМУЛИРОВАННОМ РАЗЛОЖЕНИИ ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ И ПОЛИМЕРОВ

В радиационной химии органических кристаллов и полимеров эффекты радиационного разложения вещества традиционно рассматриваются как результат сложных и гипотетичных химических превращений, начинающихся от регистрируемых методом ЭПР свободных радикалов и заканчивающихся на регистрируемых другими методами продуктах радиоллиза. Регистрация последних идет либо обычными химическими методами в растворах, либо масспектроскопически, что понижает уверенность в образовании этих продуктов непосредственно в кристаллах [1]. Эти интерпретации, как правило, не связываются с физическими свойствами вещества и их изменениями, не вскрывается причинная связь между «свободно радикальными» состояниями и изменением физических свойств или биологической активности у полимеров [2], биополимеров [3] или биологических тканей [4]. Для управления этими процессами необходимо выяснить реальную физическую причинную связь первичных актов поражения вещества с процессами радиационного последействия, приводящими уже к наблюдаемому макроскопическому изменению вещества.

Согласно многочисленным исследованиям [1—3, 5—8] на первых стадиях радиационного поражения, практически вплоть до максимумов кривых накопления парамагнитных радиационных дефектов (РД), обычно не наблюдается заметных изменений физических свойств кристаллов, прежде всего их механических свойств и структуры, контролируемой методами рентген-структурного анализа [2] и ИК-спектроскопии [6].

Кристаллы остаются прозрачными и, хотя несколько изменяют свой цвет, дают спектры ЭПР, могут изменять свои диэлектрические свойства, но, в целом, не обнаруживают заметных макроскопических нарушений, отмеченные изменения практически бесследно исчезают при небольшом отжиге. Только при достаточно больших дозах облучения (обычно свыше $5 \cdot 10^7$ рад) или достаточно высоких температурах и временах отжига у несколько менее сильно облученных кристаллов происходят заметные изменения в их макроскопической структуре: кристаллы мутнеют, буреют, текстурируются, растрескиваются и, наконец, превращаются в мелкодисперсный бурый поликристаллический поро-

шок, поверхность зерен которого покрыта продуктами радиационноиндуцированной карболизации вещества [6].

Как показано нами ранее [7, 8], гибель РД, являющихся в данном случае атомарными радиационными вакансиями (РВ), происходит в основном в результате их накопления (за счет эффектов кратного поражения или диффузии) в аморфных областях границ органических кристаллов или полимерных структур. Это приводит к локальному образованию в границах достаточных количеств (зародышей) новой фазы — продуктов гибели РД, разрастанию этой фазы, появлению внутренних напряжений и растрескиванию кристаллов, которое в воздушной среде сопровождается поверхностной карбонизацией зерен. Природа этих процессов была исследована в специальных модельных экспериментах методами ИК — и ЭПР — спектроскопии [6]. Эти макроскопические изменения сопровождаются при отжиге исчезновением «свободнорадикальных» сигналов ЭПР РД, органические кристаллы текстурируются, полимеры изменяют механические свойства, а ферменты и биологические ткани теряют биологическую активность. При сильном разрушении вещества (развитие границ за счет разрастания на них фазы продуктов гибели РД, соответствующего расширения слоя молекулярной разупорядоченности и ослабления связей между блоками) все заметнее становится процесс радиационности — мулированной поверхностной «низкотемпературной» карбонизации, сопровождающийся появлением узких изотропных синглетных спектров ЭПР. Таким образом, «свободнорадикальная» стадия радиационного поражения, которая характеризуется в наших объектах при естественных условиях сравнительно равномерным распределением по веществу РВ, ответственных за их «свободнорадикальные» спектры ЭПР, обладает лишь потенциальными возможностями для особенно радиационного разрушения вещества. Необходимы определенные условия для образования достаточных локальных концентраций РВ в неупорядоченных областях регулярных структур, где они могут взаимодействовать и гибнуть.

Список литературы: 1. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии / С. Я. Пшежецкий, А. Г. Котов, В. К. Милипчук и др. — М.: Химия, 1972. — 480 с. 2. Исследование влияния ионизирующего излучения на структуру и свойства модифицированных капроновых нитей / В. И. Спицин, В. М. Горяев и др. — Химия высоких энергий, 1970, 4, вып. 4, с. 372—373. 3. Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К. Исследование парамагнитных центров обучения белков. — М.: Наука, 1970. — 264 с. 4. Эйдус Л. Х. Физико-химические основы радиобиологических процессов и защиты от облучений. — М.: Атомиздат, 1979. — 216 с. 6. Комарь И. М., Николов О. Т., Ангелов С. С. Вивчення методом ЕПР «низькотемпературної» карбонізації в γ -опромінених молекулярних кристалах деяких амінокислот. — В кн.: Радіоспектроскопія молекулярних кристалів і клітин. Харків: Вища школа, 1973, с. 38—40. 6. Исследование процессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методами ЭПР и ИК-спектроскопии / О. Т. Николов, И. Н. Комарь, В. Д. Орлов,

В. Н. Невилько. — Биофизика, 1975, 20, вып. 5, с. 762—766. 7. Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О. Стабилизация и накопление ЭПР-обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. — Вести. Харьк. ун-та, 1977, № 151. Радиофизика и электроника, вып. 6, с. 90—92. 8. Комарь И. Н. Собственно радиационное разложение органического вещества и «свободнорадикальная» стадия радиационного поражения. — В кн.: Резюме Третья национальная конф. по биомедицинской физике и техника с международно участие. София, 1980, с. 37.

Поступила в редколлегию 16.02.81.

УДК 577.352.4

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук,
Т. А. ЖИЛЯКОВА, В. И. ШЕЙКИН

ИЗУЧЕНИЕ ТРАНСПОРТА ВОДЫ ЧЕРЕЗ МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ МЕТОДОМ ЯМР

Чтобы выяснить механизмы функционирования клеточных мембран, рассмотрим, как влияют различные физические факторы на проницаемость мембран, например, для воды. Количественную оценку проницаемости можно вести по так называемому времени обмена T_0 — времени, в течение которого $1/e$ часть воды в эритроците обновляется за счет обмена с плазмой.

Время обмена экспериментально определяли методом спин-эхо ЯМР [1] способом, предложенным Конлоном и Аузредом [2]. Эта методика предусматривает обогащение крови ионами Mn^{2+} .

В опытах использовали человеческую кровь, добавляя для предотвращения свертываемости препарат ЦОЛБК-76. Изучали выделенную из крови фракцию с эритроцитами. К этой фракции добавляли раствор хлористого марганца определенной концентрации и в таком количестве, чтобы суммарная концентрация ионов марганца в смеси равнялась 30 мМ.

Влияние предварительного прогрева на время обмена оценивали следующим образом.

Образец — 1 мл крови в стеклянной пробирке — выдерживал в течение 30 мин при заданной температуре, добавляли раствор $MnCl_2$ и измеряли T_0 . Результаты приведены ниже.

°C	21	25	30	35	40	45	50
T_0 мс	8,8	8,9	9,5	10,1	9,1	8,6	8,4
	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,4$	$\pm 0,4$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$
T_0 мс	10,9	11,0	11,2	11,8	12,7	12,9	12,0
	$\pm 0,4$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$

Заметим, что во всех опытах кровь смешивалась с раствором хлористого марганца после воздействия внешнего фактора, затем сразу же измеряли время обмена.

Как видно, при прогревании до умеренных температур время обмена увеличивается, при более высоких температурах время обмена уменьшается.

Поскольку скорость транспорта воды через эритроциты является индивидуальной характеристикой, образцы крови, взятые у разных доноров, отличаются по параметру T_0 . T'_0 — время обмена водой через мембраны эритроцитов, выделенных из крови одного донора, T''_0 — второго. Наблюдалось возрастание времени обмена при небольших дозах (таблица) облучения ультрафиолетовым светом лампы типа ДРТ-220. По мере дальнейшего увеличения дозы (сверх 30-минутной) время обмена уменьшается.

$T_{\text{обл}} \text{ мин}$	Мощность облучения, мВт							
	20				45			
	$T_0 \text{ мс}$	$t_{\text{эфф}} ^\circ\text{C}$	$\Delta t_{\text{эфф}}$	Δt	$T_0, \text{ мс}$	$t_{\text{эфф}} ^\circ\text{C}$	$\Delta t_{\text{эфф}}$	Δt
0	8,8 $\pm 0,3$	21 ± 4	0	0	8,8 $\pm 0,3$	21 ± 4	0	0
15	9,3 $\pm 0,4$	28 ± 4	7 ± 4	2,00 $\pm 0,01$	9,7 $\pm 0,4$	32 ± 4	11 ± 4	7,00 $\pm 0,01$
30	9,5 $\pm 0,4$	30 ± 4	9 ± 4	3,80 $\pm 0,01$	9,3 $\pm 0,4$	39 ± 4	18 ± 4	8,50 $\pm 0,01$
40	8,6 $\pm 0,3$	44 ± 4	23 ± 4	5,30 $\pm 0,01$	8,6 $\pm 0,3$	44 ± 4	23 ± 4	9,50 $\pm 0,01$

Время обмена увеличивалось и после облучения световыми импульсами (энергия 100 Дж) лампы-вспышки типа «Луч-М».

$T_{\text{обл}} \text{ мин}$	$T_0 \text{ мс}$	$t_{\text{эфф}} ^\circ\text{C}$	$\Delta t_{\text{эфф}}$	Δt
0	$10,9 \pm 0,5$	21 ± 4	0	0
1,5	$12,3 \pm 0,5$	37 ± 4	16 ± 4	$0,10 \pm 0,01$

Такой же эффект дает когерентный свет. Рассмотрим результаты воздействия на кровь излучения лазеров типа ЛГ-75 ($\lambda = 632,8 \text{ нм}$) и ЛГ-63 ($\lambda = 441,2 \text{ нм}$). До облучения время обмена T_0 составляло $10,9 \pm 0,5 \text{ мс}$, через 30 мин облучения ЛГ-75 $T_0 = 11,9 \pm 0,5$, ЛГ-63 $T_0 = 11,8 \pm 0,5$.

Чтобы сравнить эффективность разных видов воздействий, изменение времени обмена выражалось в градусах «эффективной температуры» $t_{\text{эфф}}$. Для этого полученные ранее зависимости времени обмена от температуры прогрева использовали

в качестве градуировочных кривых. В ходе опытов зафиксировано повышение температуры образца Δt . Измеряли ее термопарой хромель-алюмель и потенциометром постоянного тока типа Р-363-2. До воздействия $t_{эфф} = 21 \pm 4^\circ \text{C}$, после 30 мин облучения $t_{эфф}$ в обоих случаях составляет $14 \pm 4^\circ \text{C}$.

Таким образом, исследования показали, что воздействие электромагнитных волн оптического диапазона на кровь специфично и эквивалентно по проникаемости нагреву на десятки градусов.

Авторы благодарят О. И. Гордиенко за предоставленные в их распоряжение образцы.

Список литературы: 1. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и фурье спектроскопия ЯМР. — М.: Мир, 1973. — 162 с. 2. Conlon T., Quthred R. Diffusive water penetrability in erythrocytes measured by NMR method. — Biochem. Biophys. Acta, 1972, 238, p. 354—357.

Поступила в редколлегия 06.01.81.

УДК 577.352.445

М. С. ГОНЧАРЕНКО, В. А. МАРЧЕНКО,
Л. Ю. КУДЗИНА

ИЗУЧЕНИЕ КАЛИЕВОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ С ПОМОЩЬЮ СЕЛЕКТИВНОГО ЭЛЕКТРОДА

Достоинство метода изучения транспорта ионов с помощью селективных электродов заключается в его физиологичности и возможности исследовать динамику процесса на целых клетках при различных воздействиях [1—3]. Выбор эритроцитов в качестве объекта исследования объясняется тем, что они представляют собой информативную модель: состояние транспорта веществ в этих клетках в значительной мере определяется физиологическим состоянием организма [4].

Для экспериментов использовали эритроциты человека, которые получали из 0,1 мл капиллярной, гепаринизованной крови, взятой из пальца руки натошак утром. Осаждение при 1,5 тыс. об/мин и трехкратная промывка эритроцитов в растворе 0,25 М сахарозы + на 0,1 М трис-буфере рН 7,5 в ЦЛ-1 в течение 3—5 минут. Осадок эритроцитов ресуспендировали в 1 мл 0,25 М сахарозы рН 7,5. Чистоту клеток контролировали микроскопически в МБИ-1, подсчитывали клетки в камере Горяева.

Скорость транспорта калия измеряли K^+ -селективным электродом, изготовленным из стекла NaAl — 2407 K^+ в ячейке объемом 2 мл с инкубационной средой 0,25 М сахарозы + 0,01 М трис-буфера рН 7,5 которая помещалась на магнитной мешалке. Изменение потенциала электрода измеряли рН-метром и регистрировали на ЭПП-09 М. Скорость выхода калия из эритроцитов выражалась в нмолях (мин) 10^6 эритроцитов.

Описываемая методика предполагает изучение следующих параметров мембранной проницаемости: скорость самопроиз-

вольного выхода калия, которая определяет пассивную проницаемость данного иона через эндогенную K^+ -транспортирующую систему и возможность одновременного выхода анионов; скорость выхода K^+ в присутствии ионофора H^+ ($10^{-2}M$ 2,4-ДНФ), обеспечивающего K^+/H^+ обмен на мембране, скорость выхода калия, индуцированного ионофором валиномицином, зависит от градиента K^+ на мембране ΔIM . Кроме этого, определяли суммарную концентрацию ионов калия в эритроцитах, которая выражалась в нмолях $K^+/10^6$ эритроцитов.

Скорость выхода ионов калия и других показателей рассчитывали и по калибровочной кривой, которую строили по данным калибровки чувствительности K -селективного электрода раствором $0,01 M KCl$ до начала и после окончания исследования.

С помощью этого метода исследован транспорт ионов калия в мембранах эритроцитов у 10 здоровых лиц. Полученные данные представлены ниже, в скобках указано среднеквадратичное

отклонение. Скорость спонтанного выхода K^+ — $0,1 \frac{н моль}{мин \cdot 10^6}$ эритроцитов ($\pm 0,1$); скорость выхода K^+ , индуцированная валиномицином — $7,6 (\pm 2,1)$, общее содержание K^+ в эритроцитах — $47,8 (\pm 11,9)$.

Установлено, что свежeweделенные эритроциты контрольной группы людей обладают низкой скоростью самопроизвольного выхода калия. Так, у пяти обследованных лиц она равнялась нулю, у остальных колебалась от 0,3 до 0,1, что свидетельствует о целостности мембран эритроцитов и о низкой скорости пассивного транспорта данного иона в норме.

Введение в среду протонофора 2-4-ДНФ не изменяет в данных условиях скорость спонтанного выхода калия. Добавление же в среду валиномицина приводит к формированию в мембране эритроцитов каналов калиевой проницаемости, что вызывает 70-кратное увеличение скорости выхода этого катиона. Общее содержание калия в эритроцитах колеблется от 34,9 до 51,8 и составляет в среднем 47,8 нмоль (10^6 эритроцитов).

Таким образом, предлагаемая методика изучения мембранной проницаемости эритроцитов для ионов калия с помощью селективного электрода позволяет изучать динамику этого процесса, воздействие на него различных веществ, регуляцию на уровне клетки, а также может служить информативным тестом о состоянии мембранной проницаемости в норме и патологии.

Список литературы: 1. Патология мембранной проницаемости. — Тез. докл. Всесоюз. симпозиума. М., 1975, с. 25—30. 2. Овчинников Ю. А., Иванов В. Т., Шкроб А. М. Мембранно-активные комплексоны. — М.: Наука, 1974. — 136 с. 3. Евстадиенко Ю. В. Механизмы и регуляция транспорта ионов в митохондриях. Автореф. дис.... д-ра биол. наук. — Пушкино, 1979. — 24 с. 4. Вопросы биофизики, биохимии и патологии эритроцитов/М.: Наука, 1967. — 350 с.

Поступила в редколлегию 14.02.80.

СОДЕРЖАНИЕ

Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Комплексный спектр сигналов с вращающейся и произвольной линейной поляризацией	3
Горобец Н. Н., Орлова Л. В. Характеристики излучения из открытого конца широкоразмерного круглого волновода	10
Казанский В. Б. О расчете одной модели согласованной фазированной антенной решеткой	14
Иванченко Д. Д. Исследование дифракции электромагнитных волн на решетках с конечным числом элементов	18
Водолаженко А. В., Казанский В. Б. О резонансном преобразовании волноводных волн аксиально-симметричной диафрагмой	20
Боровский И. В., Хижняк Н. А. Об особенностях рассеяния электромагнитных волн диэлектрическим эшелеттом	23
Богомоллов Н. М. О возбуждении электронным потоком резонатора с двойной дифракционной решеткой	28
Белобров А. В. Обратное влияние излучения на пучок зарядов, движущийся вблизи проводящего препятствия	30
Горский П. В. Зарядовое упорядочение и особенности распространения электромагнитных волн в слоистых кристаллах	33
Великоцкий В. Н., Двадненко В. Я., Моторненко Л. П. Расчет фазовых постоянных прямоугольного волновода с пятислойным симметричным феррито-диэлектрическим заполнением	40
Денисов Д. С., Седых В. М., Ужик В. Ф., Шаулов Е. А. Исследование резонансных свойств проводящих пластин в прямоугольном волноводе	42
Денисов Д. С., Макарова Н. Я., Труфанов Б. Д., Шаулов Е. А. О постройке частоты полосно-пропускающих фильтров на связанных микрополосковых линиях	44
Пятак Н. И., Бабарика Л. И., Орленко А. А., Яркин А. В. Широкополосные СВЧ-фильтры высокого уровня мощности на основе волноводно-диэлектрических резонаторов	46
Бородаев В. А., Коваленко Л. Г., Педченко И. Е., Прокочук Ю. А. Резонансный направленный фильтр	48
Бородаев В. А., Боцман В. И., Венгер В. З., Калмыков А. И., Якименко А. М. Об одной возможности изменения крутизны частотной характеристики дискриминатора	49
Бакуменко В. М., Чеботарев В. И. Расчет перестраиваемого газового лазера	52
Ефремов В. А. К теории импульсных молекулярных квантовых генераторов с оптической накачкой	57
Климко А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А. Измерение спектральных характеристик источников оптического излучения	58
Прохоров Э. Д., Скоробагатова С. Н. Об оптимальных режимах работы диода с катодным статическим доменом	59
Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф. Исследование распространения волны ионизации в газе	61

Сорокина В. М., Тиманюк В. А. Исследование низкочастотных колебаний в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом в поперечном магнитном поле	63
Берник П. М., Егоров Ю. Н., Малеев В. А., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Влияние примеси водорода на контрагированный тлеющий разряд в ксеноне	65
Климко А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А. Рассеяние света ориентированными молекулами в растворе	66
Арсеньева С. И., Брук В. В., Корытцев И. В., Малыгина И. И., Шумаков Ф. Т., Цыбулин В. А. Применение пассивной радиолокации для выявления очагов и масштабов загрязнения водоемов	68
Емец Б. Г., Гвоздилов В. М. Долгоживущие возбуждения в жидкости	71
Комарь И. Н., Георгиев Б. П. Накопление радиационных дефектов в реальных органических кристаллах и полимерных структурах	74
Комарь И. Н., Славик О. О радиостимулированном разложении органических кристаллов и полимеров	76
Емец Б. Г., Жиликова Т. А., Шейкин В. И. Изучение транспорта воды через мембраны эритроцитов методом ЯМР	78
Гончаренко М. С., Марченко В. А., Кудзина Л. Ю. Изучение калиевой проницаемости мембран эритроцитов с помощью селективного электрода	80

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 227

Внутренние и внешние задачи электродинамики

Редактор *З. Н. Щегельская*
Художественный редактор *В. Е. Петренко*
Технический редактор *Л. Т. Момот*
Корректоры *В. Л. Максименко, Л. А. Ковтун*
Информ. бланк № 7391

Сдано в набор 28.10.81. Подп. в печать 22.02.82.
БЦ 09033. Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 3. Лит.
гарн. Выс. печать. 5,5 усл. печ. л. 5,75 усл. кр.-отт.
6,7 уч.-изд. л. Тираж 1000 экз. Изд. № 972. Зак. 1418.
Цена 95 к.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа»
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Харьковская городская типография № 16
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.317

Комплексный спектр сигналов с вращающейся и произвольной линейной поляризацией. Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 3—10.

Предложен метод введения комплексного спектра сигнала с вращающейся и произвольной линейной поляризацией, векторный сигнал отождествляется в ТЕМ-плоскости с комплексным сигналом, фурье-представление которого трактуется как спектр гармоник по кругополяризованному базису.

Ил. 3. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396.677.7

Характеристики излучения из открытого конца широкоразмерного круглого волновода. Горобец Н. Н., Орлова Л. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 10—13.

Методом Л. А. Вайнштейна проведены расчеты энергетических, фазовых и поляризационных характеристик направленности излучения из открытого конца круглого волновода, возбуждаемого волной основного типа, при $3,83 < ka < 5,33$.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.677+538.574.6

О расчете одной модели согласованной фазированной антенной решетки. Казанский В. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 14—17.

Решена задача дифракции Н-поляризованной плоской электромагнитной волны на бесконечной периодической решетке из идеально проводящих цилиндров прямоугольного поперечного сечения, щели между которыми заполнены согласующими диэлектрическими слоями.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 535.853.21

Исследование дифракции электромагнитных волн на решетках с конечным числом элементов. Иванченко Д. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 18—19.

Экспериментально исследуется влияние ширины падающего волнового пучка и размеров решетки из прямоугольных металлических брусков на величину коэффициента прохождения.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.54

О резонансном преобразовании волноводных волн аксиально-симметричной диафрагмой. Водолаженко А. В., Казанский В. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 20—23.

Получено решение задачи дифракции волны H_{01} на аксиально-симметричной протяженной диафрагме в круглом волноводе. Выявлены условия резонансного преобразования мод колебаний при наличии заданного режима работы в узком волноводе. Эффект резонансного преобразования может быть использован для частотно-поляризационной фильтрации в многомодовых сверхразмерных линиях связи.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.671

Об особенностях рассеяния электромагнитных волн диэлектрическим эшелетом. Боровский И. В., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 23—28.

Представлены результаты строгого решения задачи рассеяния электромагнитного поля диэлектрическим двухмерным эшелетом с прямоугольными «зубьями».

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.4

О возбуждении электронным потоком резонатора с двойной дифракционной решеткой. Богомолов Н. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 28—30.

В приближении линейной самосогласованной теории рассматривается задача о возбуждении плоского резонатора электронным потоком, пропускаемым между двумя дифракционными решетками из металлической брусьев.

Библиогр. 2 назв.

УДК 538.561

Обратное влияние излучения на пуч зарядов, движущийся вблизи проводящего препятствия. Белобров А. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 30—33.

По численному решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода найдены распределения сил реакции излучения, действующих на ступок заряженных частиц, движущийся вблизи металлической ленты. Определены значения параметров, при которых отчетливо выражен эффект «голова — хвост». Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 539.216

Зарядовое упорядочение и особенности распространения электромагнитных волн в слоистых кристаллах. Горский П. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 33—40.

Исследовано влияние межслоевого зарядового упорядочения, вызванного конкуренцией электростатического и кулоновского взаимодействий на спектр, статистику и термодинамику электронной подсистемы слоистого полупроводника. Электронный фазовый переход в зарядово-упорядоченное состояние является переходом второго рода.

Ил. 4. Библиогр. 9 назв.

УДК 621.372.852

Расчет фазовых постоянных прямоугольного волновода с пятислойным симметричным феррито-диэлектрическим заполнением. Великоцкий В. Н., Двадненко В. Я., Моторненко Л. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 40—42.

Получено дисперсионное уравнение для практически важного случая волновода с пятислойной симметричной феррито-диэлектрической структурой, в центре которой расположен ферритовый слой. Для выбранных параметров исследуемой структуры показано и обсуждено поведение рассчитанных фазовых постоянных двух распространяющихся типов волн.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.852.1

Исследование резонансных свойств проводящих пластин в прямоугольном волноводе. Денисов Д. С., Седых В. М., Ужик В. Ф., Шаулов Е. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 42—44.

Представлены данные экспериментального исследования резонансных свойств тонких металлических пластин, на имеющих электрического контакта со стенками волновода и расположенных в одной плоскости поперечного сечения волновода. Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.852.1(088/438)

О подстройке частоты полосно-пропускающих фильтров на связанных микрополосковых линиях. Денисов Д. С., Макарова Н. Я., Труфанов Б. Д., Шаулов Е. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 44—46.

Рассмотрен способ подстройки центральной частоты и других параметров полосно-пропускающих фильтров к расчетным при помощи диэлектрических пластин. Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.371.162

Широкополосные СВЧ-фильтры высокого уровня мощности на основе волноводно-диэлектрических резонаторов. Пятак Н. И., Бабарика Л. И., Орленко А. А., Яркин А. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 46—47.

Рассмотрены вопросы практической реализации фильтров высокого уровня мощности на основе волноводно-диэлектрических резонаторов.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.85

Резонансный направленный фильтр. Бородаев В. А., Коваленко Л. Г., Педченко И. Е., Прокопчук Ю. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 48—49.

Рассматривается конструкция направленного фильтра на диэлектрических резонаторах, размещенных между токонесущими проводниками полосковой линии. Приводятся его электрические характеристики.

Ил. 1. Библиогр. 2 назв.

УДК 621.372.4

Об одной возможности изменения крутизны частотной характеристики дискриминатора. Бородаев В. А., Бойман В. И., Венгер А. З., Калмыков А. И., Якименко А. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 49—51.

Исследуется дискриминатор, крутизна характеристики которого может изменяться при изменении напряжения, подаваемого на варактор, включенный в одно из плеч устройства. Центральная частота при этом остается неизменной. Приводятся экспериментальные результаты исследования.

УДК 621.375.826

Расчет перестраиваемого газового лазера. Бакуменко В. М., Чеботарев В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 52—56.

На основе приближения скоростных уравнений разработана методика расчета параметров интерферометрического селектора, обеспечивающего одностотную генерацию в перестраиваемом газовом лазере с неоднородно уширенной линией. Получены формулы, позволяющие определить параметры селектора. Для гелий-неонового лазера приведены численные зависимости этих параметров от величины перестройки и превышения усиления над потерями. Описано два варианта перестраиваемых лазеров, отличающихся диапазоном перестройки и вносимыми селектором потерями.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.378.385

К теории импульсных молекулярных квантовых генераторов с оптической накачкой. Ефремов В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 57—58.

С помощью выражения для восприимчивости невырожденной трехуровневой системы при ступенчатом включении накачки для произвольных полей накачки и усиления нулевых расстройек и равных временах продольной и поперечной релаксаций численными методами с использованием цифровой ЭВМ получены временные зависимости интенсивности одной из бегущих волн в резонаторе для различных значений погонных потерь в резонаторе. Определено влияние погонных потерь на время задержки и вид генерируемого импульса. Ил. 1.

УДК 535.243.2

Измерение спектральных характеристик источников оптического излучения. Климко А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 58—59.

Приводятся данные о ширине линий излучения некоторых источников оптического диапазона, измеренные по принципу демодуляционного анализа света.

Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.382.2

Об оптимальных режимах работы диода с катодным статическим доменом. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 59—61.

Исследованы зависимости спектральной плотности мощности шума (СПМШ) диодов с катодным статическим доменом от напряжения смещения в диапазоне частот 12—16,5 ГГц. Эти зависимости имеют по два максимума, которые смещаются в сторону меньших напряжений с ростом частоты. Дано качественное объяснение наблюдаемым закономерностям. Показана возможность выбора оптимальных напряжений, обеспечивающих постоянный уровень шума во всем исследуемом диапазоне частот.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.52

Исследование распространения волны ионизации в газе. Винокуров Н. И., Фоменко Ю. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 61—63.

Приводятся результаты исследования распространения волны ионизации в гелии при давлении $p=10^{-2} \div 10$ Торр. Измерения скорости v_f , с которой распространяется фронт ионизации, показали, что максимум расположен вблизи нескольких единиц Торр. Обсуждается возможный механизм распространения волны ионизации.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 537.525.533.63

Исследование низкочастотных колебаний в тлеющем разряде с цилиндрическим полым катодом в поперечном магнитном поле. Сорокина В. М., Тиманюк В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 63—64.

Исследованы зависимости частоты и амплитуды регулярных низкочастотных колебаний в разряде с цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм в гелии при наложении поперечного магнитного поля. Показано, что амплитуда и частота колебаний существенно зависят от величины напряженности магнитного поля, причем в некотором интервале значений напряженности магнитного поля колебания отсутствуют. Диапазон частот, в котором наблюдаются колебания, $5 \div 15$ кГц; амплитуда колебаний напряжения на разряде достигает 5—10 В.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 537.525

Влияние примеси водорода на контрагированный тлеющей разряд в ксеноне. Берник П. М., Егоров Ю. Н., Малеев В. А., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 65—66.

Изучено влияние примеси водорода (0,02—1%) к ксенону на напряжение горения тлеющего разряда в диапазоне давлений от $2,7 \cdot 10^4$ до $12 \cdot 10^4$ Па. Показано, что примесь водорода увеличивает в 2—2,5 раза напряжение горения разряда и резко усиливает его зависимость от давления в разрядной трубке.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 635.568.1(088.8)

Рассеяние света ориентированными анизотропными молекулами. Климов А. П., Степин Л. Д., Тананыхин А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 66—68.

Проводится анализ функции распределения интенсивности рассеянного света в плоскости, перпендикулярной направлению волнового вектора, падающей волны для случая изотропных молекул, ориентированных во внешнем поле.

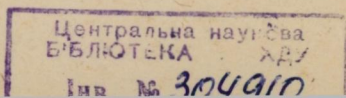
Библиогр.: 2 назв.

УДК 556.114.6:621.396.96

Применение пассивной радиолокации для выявления очагов и масштабов загрязнения водоемов. Арсеньева С. И., Брук В. В., Корытцев И. В., Малыгина И. И., Шумаков Ф. Т., Цыбулин В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 68—71.

Приведены результаты исследования влияния сточных вод, характеризующихся различной степенью минерализации, на спектральные зависимости радиоярких температур $T_{\lambda}(\lambda)$ поверхности водоема. Оценена величина контраста между радиояркими температурами условно чистых и загрязненных вод при минерализации загрязненных вод, близкой к предельно допустимой. Показана возможность идентификации источников загрязнений при использовании в качестве распознающих признаков значений $T_{\lambda}(\lambda)$.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.



УДК 536.7

Долгоживущие возбуждения в жидкости. Емец Б. Г., Гвоздиков В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 71—73.

Показана возможность объяснения наблюдаемых экспериментально проявлений структурной памяти жидкостей процессами, происходящими в системах со спонтанным нарушением симметрии.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 538:69; 538:124

Накопление радиационных дефектов в реальных органических кристаллах и полимерных структурах. Комарь И. Н., Георгиев Б. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 74—76.

Произведен учет двухфазной структуры реальных кристаллов органических соединений и полимеров при описании процессов накопления с помощью механизмов кратного поражения в таких объектах при естественных условиях. Отмечается практический интерес такого подхода для оценки качества исследуемых материалов.

Библиогр.: 9 назв.

УДК 538.69; 538.124

О радиационностимулированном разложении органических кристаллов и полимеров. Комарь И. Н., Славик О. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 76—78.

Показано, что в органических кристаллах и полимерах собственно радиационное разложение вещества происходит после выхода в разупорядоченные области границ и аморфных структур достаточного количества атомарных радиационных вакансий и обязано их взаимодействию, гибели и образованию новой фазы вещества — продуктов гибели этих радиационных дефектов.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 577.352.445

Изучение калиевой проницаемости мембран эритроцитов с помощью селективного электрода. Гончаренко М. С., Марченко В. А., Кудзина Л. Ю. — Вестн. Харьк. ун-та, 1982, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, с. 80—81.

Предложен способ изучения динамики транспорта калия через эритроцитарные мембраны с помощью калий-селективного электрода, описаны схема установки, условия инкубации. Методика дает возможность изучить скорость самопроизвольного выхода калия, скорость выхода калия в присутствии ионофоров 2—4-ДНФ и валиномицина, суммарную концентрацию калия. Проведены контрольные исследования динамики транспорта в эритроцитах 10 здоровых людей.

Табл. 1. Библиогр.: 4 назв.