

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО НАГРУЖЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ КРЕМНИЯ

В [1, 2] было показано, что многократное знакопеременное деформирование при комнатной температуре и нагрузках, составляющих 0,2—0,25 предела прочности, приводит к изменению удельного сопротивления кремния. У кремния *n*-типа удельное

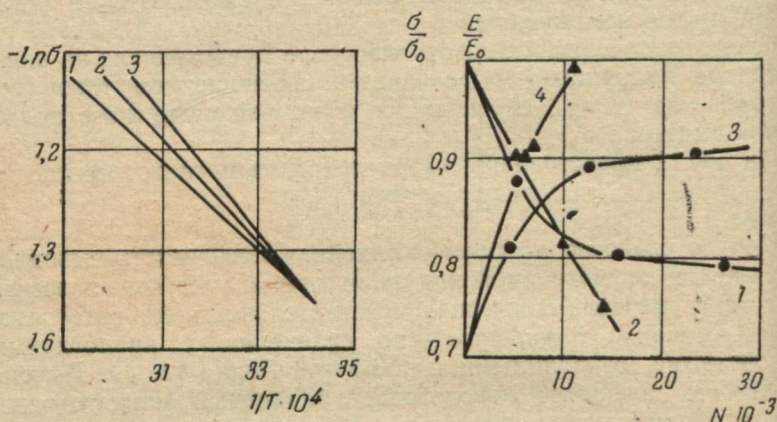


Рис. 1. Зависимость проводимости кремния от температуры: 1 — до деформации; 2 — после $7 \cdot 10^3$ циклов; 3 — после $12 \cdot 10^3$ циклов нагружения.

Рис. 2. Зависимость относительного изменения проводимости (1, 3) и энергии активации (2, 4) кремния от числа циклов нагружения: 1, 2 — кремний *n*-типа; 3, 4 — кремний *p*-типа.

сопротивление уменьшается при увеличении числа циклов нагружения, а у кремния *p*-типа сопротивление увеличивается с ростом числа циклов нагружения.

В данной работе определялась температурная зависимость проводимости образцов кремния, подвергнутых предварительно многократному упругому деформированию при комнатной температуре. Образцами для исследования служили пластинки кремния, вырезанные перпендикулярно к направлению [111], с удельным сопротивлением от 0,5 до 120 $\text{ом} \cdot \text{см}$. Размеры образцов — $25 \times 5 \times 0,5$ мм. Нагружение образцов осуществлялось с помощью связанного маятника [3]. Электрическое сопротивление измерялось четырехзондовым методом.

Полученные температурные зависимости проводимости в различной степени деформированных образцов кремния n -типа в координатах $[(-\ln\sigma) - \frac{1}{T}]$ представляют собой прямые с различными угловыми коэффициентами (рис. 1). Вычисление энергии активации показало, что ее величина для кремния n -типа возрастает в среднем на 15% после каждых $5 \cdot 10^3$ циклов. На рис. 2 приведена зависимость относительного изменения энергии активации (кривая 1) и проводимости (кривая 2) кремния n -типа при комнатной температуре от числа циклов нагружения. Аналогичные измерения для кремния p -типа показывают, что проводимость (кривая 3, рис. 2) и энергия активации (кривая 4, рис. 2) при увеличении числа циклов уменьшаются.

Полученные результаты позволяют предположить, что при многократном знакопеременном деформировании кремния при нагрузках до 5 кг/мм^2 образуются дополнительные акцепторные уровни.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарбер Р. И., Солошенко И. И., Чаркина И. А. Внутреннее трение и электросопротивление монокристаллов кремния при многократном знакопеременном изгибе. — ФТТ, 1967, т. 9, с. 3270—3272.
2. Гарбер Р. И., Солошенко И. И., Чаркина И. А. Влияние многократных нагружений на электросопротивление и дислокационную структуру германия и кремния. — ФТТ, 1970, т. 12, с. 3404—3407.
3. Гарбер Р. И., Солошенко И. И. Упрочнение кристаллов каменной соли при многократном знакопеременном изгибе. — Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела». Вып. 11. М.—Л., 1959, с. 105—110.

УДК 537.525.1

А. П. ГАВРИК

ДЕТЕКТОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИНДИКАТОРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию характера воздействия электромагнитного поля на разрядный ток газоразрядных детекторов.

Будем искать вид функции распределения электронов по скоростям в плазме, находящейся одновременно в постоянном электрическом и электромагнитном полях.

Учитывая только упругие соударения, предположим, что хаотические скорости электронов много больше их направленных скоростей. Тогда симметричную f_0 и направленную f_1 части функции распределения можно определить из кинетического уравнения следующего вида:

$$-\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{c}{3} \Delta f_1 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial c} \left\{ \frac{c^2}{3} (\vec{a} \vec{f}_1) - \alpha f_0 - \beta \frac{\partial f_0}{\partial c} \right\} = 0;$$

$$\frac{\partial \vec{f}_1}{\partial t} + \vec{c} \nabla f_0 + (\vec{a}_1 + \vec{a}_2 \cos \omega t) \frac{\partial f_0}{\partial t} + v \vec{f}_1 = 0; \quad (1)$$

$$\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 \cos \omega t = \frac{e\vec{E}}{m} + \frac{e\vec{E}}{m} \cos \omega t, \quad \alpha = \frac{mc^4}{M\lambda}, \quad \beta = \frac{kTc^3}{M\lambda}.$$

Раскладывая искомые функции f_0 и f_1 по времени в ряд Фурье и учитывая, что направленная часть функции распределения f_1 изменяется во времени в $\delta = \frac{2M}{m}$ раз быстрее, чем симметричная часть f_0 , получим в первом приближении

$$f_0 = A \exp\left(-\int \frac{mc}{kT_s} dc\right); \quad (2)$$

$$\vec{f}_1 = \frac{e\vec{E}}{kT_s} \lambda f_0,$$

$$T_s = T + T_1 + T_2 = T + \frac{Ma_1^2}{3k\nu^2} + \frac{Ma_2^2}{6k(\omega^2 + \nu^2)}.$$

Если частота соударений ν постоянна, то из (2) получаем

$$f_0 = \left(\frac{m}{2\pi kT_s}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mc^2}{2kT_s}\right). \quad (3)$$

Это максвелловское распределение с эффективной температурой T_s . Если же постоянна длина свободного пробега электронов λ , из (2) получаем

$$f_0 = Ae^{-x} (y - \gamma)^\alpha (y + \gamma)^\beta, \quad x = \frac{mc^2}{2kT}, \quad y = 2x + b;$$

$$f_1 = A (3\delta N_1)^{1/2} 4e^{-x} x(x + L) (y - \gamma)^{\alpha-1} (y + \gamma)^{\beta-1}, \quad (4)$$

$b, \gamma, \alpha, \beta, N_1, L$ — константы, зависящие от величины постоянного и переменного электрического полей.

При наличии только постоянного электрического поля из (4) получается функция распределения Давыдова. Если постоянное поле сильное, получаем функцию Драйвестейна. При наличии только переменного электрического поля из (4) можно получить функцию Маргенау.

Пусть мы имеем газоразрядную трубку, в которой с помощью постоянного электрического поля создается плазма. Если теперь поместить трубку в переменное электрическое поле, это приве-

дет к изменению функции распределения электронов по скоростям. С другой стороны, величина разрядного тока связана с f_1 зависимостью

$$\vec{j} = \frac{4\pi en}{3} \int f_1 c^3 dc. \quad (5)$$

Используя выражения (4) и (5), можно получить приращение разрядного тока под действием переменного электрического поля (детекторный ток) Δj .

Для слабых постоянного и низкочастотного переменного полей имеем

$$\Delta j = - \frac{e^4 \lambda^3 n M (1 - \ln 2)}{9 (kT)^{5/2}} \sqrt{\frac{2}{\pi m^3}} E_{\sim} E_{\sim}^2. \quad (6)$$

Для сильного низкочастотного переменного и очень сильно-го постоянного электрических полей

$$\Delta j = \frac{e^{3/2} n (2\pi\lambda)^{1/2}}{8 \cdot 3^{3/4} \Gamma(3/4) (mM)^{1/4}} \frac{E_{\sim}^2}{E_{\sim}^{3/2}}. \quad (7)$$

Для слабых постоянного и ВЧ переменного полей

$$\Delta j = - \frac{n \lambda M E_{\sim}}{9 \sqrt{2\pi} m^{5/2} (kT)^{3/2}} \left(\frac{e^2 E_{\sim}}{\omega} \right)^2. \quad (8)$$

Для сильного ВЧ и слабого постоянного полей

$$\Delta j = - \frac{2e^2 n \lambda E_{\sim}}{3} \left(\frac{2}{\pi m k T} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{m\omega}{eE_{\sim}} \sqrt{\frac{6kT}{M}} \right). \quad (9)$$

Для сильного постоянного и слабого ВЧ полей

$$\Delta j = - \frac{2n}{9 \Gamma(3/4) \omega^2} \left(\frac{2e^5}{\lambda} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{3m^7} \right)^{1/4} \left[\frac{5}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \Gamma^2\left(\frac{5}{4}\right) - 1 \right] \frac{E_{\sim}^2}{\sqrt{E_{\sim}}}. \quad (10)$$

Проведенный на основе кинетического подхода анализ показывает, что газоразрядная плазма обладает как положительным, так и отрицательным детекторным эффектом в зависимости от соотношения напряженностей постоянного и переменного электрических полей и от частоты переменного поля.

И. А. ВЯЗЬМИТИНОВ,
В. Н. КОСТИН, канд. физ.-мат. наук

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ДИФфуЗИОННОЙ ТЕОРИИ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ТОКА СВЧ-РАЗРЯДА *

Несмотря на большое научно-техническое значение исследований высокочастотного и сверхвысокочастотного разрядов в разреженных газах (СВЧ-пробой [2], газоразрядные приборы СВЧ [3], ВЧ-источники ионов и др.), до настоящего времени не существует единого мнения о механизме процессов, протекающих в разрядном промежутке, а также явлений, им сопутствующих. К числу невыясненных относится, в частности, вопрос о механизме возникновения и поддержания постоянной составляющей тока $I = ВЧ$ - и СВЧ-разрядов, который рассматривался нами ранее [4].

Целью настоящей работы является экспериментальная проверка действительности одной из возможных причин существования постоянной составляющей тока стационарного СВЧ-разряда, обусловленной диффузионными процессами в промежутке.

Диффузионная теория

Основное уравнение диффузионной теории стационарного СВЧ-разряда имеет вид [2]

$$\Delta\psi + \zeta E^2\psi = 0, \quad (1)$$

где ψ — диффузионный потенциал, который равен произведению коэффициента диффузии D на концентрацию электронов n_e ; ζ — коэффициент высокочастотной ионизации; E — напряженность поля в разрядном промежутке. Если разрядный промежуток образован двумя взаимно-параллельными металлическими пластинами достаточно больших размеров, чтобы поле можно было считать однородным, то уравнение (1) примет вид

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \zeta E^2\psi = 0. \quad (2)$$

Так как концентрация электронов на поверхности металлических пластин приближенно равна нулю [5], то в качестве граничных условий можно принять $\psi(0) = 0$ и $\psi(d) = 0$, где d — расстояние между электродами. Решение уравнения (2) следует искать в виде бесконечного ряда, однако, как показано в рабо-

* Работа доложена на Харьковской областной научно-технической конференции по радиоэлектронике 19 октября 1972 г. [1].

те [5], главное значение имеет наименьшая мода. Кроме того, дальше будет видно, что для достижения цели, поставленной в настоящей работе, запись решения в виде ряда излишня. Поэтому решение можно записать так:

$$\psi = A \sin EV\bar{\zeta} z + B \cos EV\bar{\zeta} z, \quad (3)$$

где A и B — константы. Используя вышеуказанные граничные условия, получим

$$\psi = A \sin \frac{z}{\Lambda}, \quad (4)$$

где $\Lambda = 1/EV\bar{\zeta} = d/\pi$ — характеристическая диффузионная длина наименьшей моды диффузии.

Согласно диффузионным представлениям о механизме постоянной составляющей тока СВЧ-разряда, возникновение $I_{\perp}$ обусловлено диффузией электронов [6, 7]. Следовательно, для разрядного промежутка с плоскими дисковыми электродами радиуса R можно записать

$$I_{\perp} = \pi R^2 e \left(\Delta\psi \Big|_{z=0} + \nabla\psi \Big|_{z=d} \right). \quad (5)$$

Подставляя в это выражение диффузионный потенциал в виде (4), находим, что постоянная составляющая тока СВЧ-разряда будет равна нулю.

Кратко обсудим значение размеров электродов. Чтобы решить уравнение (1), мы должны знать распределение напряженности поля в разрядном промежутке. С этой точки зрения краевые эффекты необходимо исключить и, следовательно, электроды должны представлять собой две бесконечные плоскости. Однако для экспериментальной проверки полученных результатов не столь важно, чтобы поле в промежутке было совершенно однородным. Как видно из выражения (5), достаточно обеспечить симметрию ψ , а следовательно, и E относительно плоскости, проходящей через середину разрядного промежутка, чтобы постоянная составляющая тока обратилась в нуль.

Экспериментальная часть

В настоящей работе исследовался стационарный СВЧ-разряд ($\nu = 350$ мГц) в водороде ($p \sim 1-5$ тор) между плоскими дисковыми электродами ($R = 28$ мм, $d = 12$ мм).

Распределение электронной концентрации и температуры определялось методом двойного зонда (3) (рис. 1). По высокой частоте зонды шунтировались конденсаторами емкостью по 0,1 мкф. Были приняты меры предосторожности, исключавшие нарушение симметрии разряда за счет паразитных емкостей.

Синусоидальное СВЧ-напряжение подавалось на разрядную трубку от нестандартного СВЧ-генератора (Г). Через микроамперметр (А), который шунтировался конденсатором ($C = 0,25 \text{ мкф}$), протекала постоянная составляющая тока СВЧ-разряда. Эффективное напряжение горения измерялось ламповым вольтметром (ВЛ).

Как показал эксперимент, постоянная составляющая тока разряда во всем диапазоне давлений была равна нулю. Это подтверждает вывод, сделанный в теоретической части данной работы.

С помощью зондовых измерений было установлено, что распределения T_e и n_e совершенно симметричны относительно плоскости, проходящей через середину разрядного промежутка. Средние значения T_e и n_e при напряжении горения разряда $U_{\sim} = 500 \text{ в}$ во всем интервале давлений во-

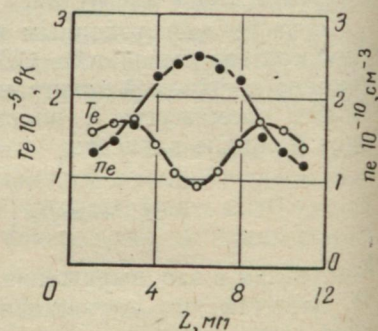
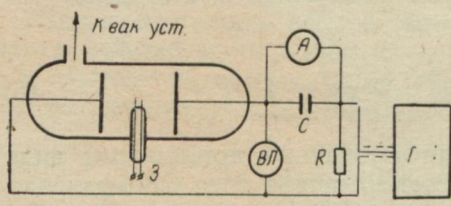


Рис. 1.

Рис. 2.

дорода были соответственно равны $1,5 \cdot 10^5 \text{ K}$ и $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Симметрия распределений T_e и n_e позволяет утверждать, что распределение диффузионного потенциала было также симметричным. Поскольку размеры электродов были не столь велики, чтобы поле в разрядном промежутке можно было считать строго однородным, то естественно, что действительный вид ψ несколько отличался от выражения (4).

На рис. 2 представлены типичные результаты зондовых измерений, которые убедительно показывают, что при равенстве нулю постоянной составляющей тока разряда распределения T_e и n_e , а значит, и ψ , симметричны относительно плоскости, проходящей через середину разрядного промежутка. Это также подтверждает правильность постановки эксперимента в соответствии с теоретической частью работы.

ВЫВОДЫ

Аналитически и экспериментально показано, что при обеспечении симметрии распределения диффузионного потенциала относительно плоскости, проходящей через середину разрядного промежутка, постоянная составляющая

тока СВЧ-разряда обращается в нуль. Эта симметрия обеспечивалась плоско-параллельной системой электродов, подтверждалась симметрией распределений T_e и n_e и симметрией распределения свечения разряда. Нарушение симметрии приводило к появлению I .

На основании этого можно сделать вывод, что главной причиной возникновения постоянной составляющей тока СВЧ-разряда является нарушение симметрии распределения диффузионного потенциала в разрядном промежутке. Анализ результатов зондовых измерений показал, что при достаточно строгом соблюдении условий применимости диффузионная теория может служить надежной основой для объяснения многих процессов в СВЧ-разрядах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вязьмитинов И. А., Костин В. Н. Исследование СВЧ-разряда между плоскими электродами. Харьковская областная научно-техническая конференция по радиоэлектронике. Программа. Харьков, 1972. 36 с.
2. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М., «Мир», 1969, 206 с.
3. Вестник информации. Использование газового разряда в приборах на сантиметровых волнах, 1955, № 15 (203), с. 5—10.
4. Вязьмитинов И. А., Костин В. Н. Исследование ВЧ-разряда в разреженных газах в коаксиальной системе электродов. — «Труды конференций по электронной технике. Газоразрядные приборы», 1970, вып. 2 (18), с. 88—89.
5. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., «Мир», 1967, 832 с.
6. Митани К. Постоянный ток, обусловленный сверхвысокочастотным разрядом между коаксиальными цилиндрами. — «Проблемы современной физики», 1957, с. 115—128.
7. Вязьмитинов І. А. Про стан досліджень високочастотного розряду в розріджених газах. — «Радіофізика і електроніка», 1972, вип. 1, № 80, с. 123—126.

УДК 538.569 : 537.525.9

В. В. БЕЛОУС

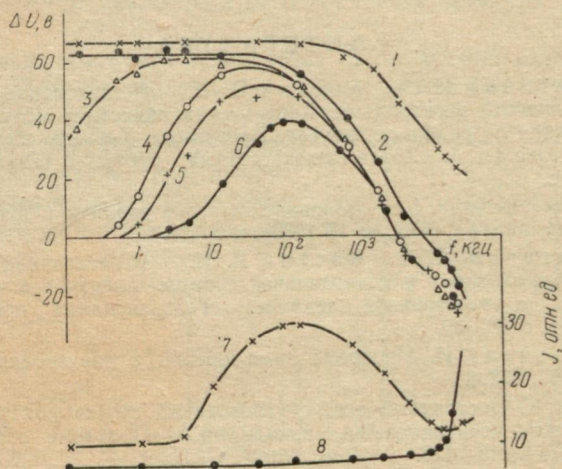
ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ВЧ-ПОЛЯ НА ПРИСТЕНОЧНЫЙ СЛОЙ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА*

Существует две точки зрения по вопросу о механизме контракции плазмы в неоднородном ВЧ-поле, созданном металлическим кольцом, надетым на трубку. В [1] контракция объясняется увеличением отрицательного потенциала стенки трубки, обусловленным выпрямлением переменной разности потенциалов в пограничном слое за счет нелинейности вольт-амперной характеристики плазмы. При этом электронный и ионный токи на стенку увеличиваются. По данным [2] и др., контракция обусловлена возникновением за счет наличия ВЧ-квазипотенциала ($f \geq 10^4$ кГц) силы, действующей на ионы в направлении от стенок трубки и уменьшающей ионный ток на стенку.

* Работа выполнена под руководством В. Н. Костина.

Эти точки зрения не противоречат одна другой. Если придерживаться первой из них, можно видеть, что действие ионного ВЧ-квазипотенциала должно также увеличивать отрицательный потенциал стенки и, следовательно, способствовать увеличению ширины пристеночного слоя и усилению контракции плазмы, хотя ток на стенку уменьшается.

В самом деле, действие ионного ВЧ-квазипотенциала, удерживающего ионы в положительном столбе, можно сравнить



Зависимости приращения плавающего потенциала от частоты для плоского зонда (1) и кольцевого зонда (2), а также для кольцевого зонда (3, 4, 5, 6) при C_d 1600; 100; 40; 0 пф. Кривые 7, 8 — зависимости интенсивности излучения от частоты на оси разряда и около стенки.

с некоторым уменьшением подвижности ионов при движении их к стенке (т. е. ионный участок вольт-амперной характеристики плазмы как бы смещается в область меньших токов). Следовательно, для достижения равенства ионного и электронного токов на стенку в установившемся режиме потенциал стенки должен быть более отрицательным, и постоянная разность потенциалов в переходном слое, а значит, и его ширина увеличиваются.

В данной работе исследуется частотный ход приращения плавающего потенциала ΔU пристеночного кольцевого зонда (ширина 7 мм) под действием неоднородного ВЧ-поля, созданного системой из 5 пар колец (ширина кольца 7 мм, зазора — 1 мм), надетых на трубку ($\varnothing 3$ см) и соединенных через одно. Зонд помещался в трубке под одним из внешних колец. Постоянный плавающий потенциал зонда по отношению к заземленному аноду разрядной трубки измерялся вольтметром ВЛУ-2.

На рисунке показаны зависимости ΔU от частоты f ВЧ-поля для разряда в воздухе ($p=2$ тор) при токе разряда 5 ма. Если воспользоваться плоским пристеночным зондом ($\varnothing 5$ мм), а ВЧ-напряжение генератора прикладывать непосредственно между зондом и анодом (к кольцам оно не подведено), то зависимость ΔU от f имеет спад на высоких частотах (кривая 1). Аналогичный спад ΔU наблюдался в работе [3] и объяснялся локальным возмущением плазмы и изменением потенциала пространства вблизи зонда (для тонкого цилиндрического зонда спад отсутствовал).

Для кольцевого зонда возмущение плазмы усиливается, и зависимость ΔU от f имеет вид кривой 2. Подведение ВЧ-напряжения также и к внешним кольцам (зонд был соединен с кольцом, расположенным снаружи против него) приводит при $f=5-100$ кгц к контракции положительного столба, которая при увеличении f до 12 мгц ослаблялась. При этом интенсивность излучения плазмы j на оси разряда уменьшалась (кривая 7), а вблизи стенок (около колец) увеличивалась (кривая 8). Это связано с усилением ВЧ-возбуждения и ионизации, что объясняется уменьшением амплитуды колебаний электронов и вероятности попадания их на стенки с ростом f .

Как показывают расчеты, амплитуда колебаний становится меньше диффузионной длины и длины области неоднородного ВЧ-поля в радиальном направлении. При этом создаются условия для появления электронного ВЧ-квазипотенциала, поэтому ΔU уменьшается, а при $f \sim 5$ мгц так же, как и для кривой 2, меняет знак (зависимость ΔU от f имеет тот же ход, что и кривая 2, но правая ее ветвь совпадает с кривыми 3, 4, 5, 6). При $f \sim 20$ мгц радиальное распределение j представляло собой кривую с максимумами вблизи стенок трубки. Усиление ВЧ-ионизации подтверждается также уменьшением напряжения зажигания ВЧ-разряда между кольцами (при выключенном тлеющем разряде) от 250 до 50 в при увеличении f от 10 до 30 мгц.

Подведение ВЧ-напряжения только к системе колец (зонд кольцевой) приводило к уменьшению ΔU на низких частотах (кривая 6), что объясняется влиянием емкости внешнего кольца — зонд ($C \sim 15$ пф). Для подтверждения этого параллельно емкости C включались дополнительные емкости C_0 (кривые 4, 5, 6). При этих измерениях для обеспечения высокого сопротивления Z вольтметра последовательно с ним включалось сопротивление $R_d = 0,2$ Гом, чтобы $Z \gg \frac{1}{\omega C}$. Уменьшение ΔU происходит при частотах ВЧ-поля, для которых не выполняется соотношение $\frac{1}{\omega(C_d + C)} \ll R_{cl}$, где R_{cl} — активное сопротивление переходного пристеночного слоя. Шунтирующим действием емкост-

ного сопротивления слоя $\frac{1}{\omega C_{cl}}$ на активное сопротивление можно пренебречь, так как для $f \leq 100 \text{ кГц}$ $\frac{1}{\omega C_{cl}} \gg R_{cl}$.

Зависимость ΔU от f для $f = 3-5 \cdot 10^3 \text{ кГц}$ (кривая 6) имеет такой же ход, как и ширина темного переходного слоя около стенок. Это дает основание считать, что контракция плазмы в неоднородном ВЧ-поле объясняется, в конечном итоге, образованием в пристеночном слое дополнительной постоянной разности потенциалов. Действие ионного ВЧ-квазипотенциала способствует этому процессу, и ΔU увеличивается, действие электронного квазипотенциала при данных условиях уменьшает ΔU . Однако для того, чтобы плазма контратировалась в ВЧ-поле, наличие ионного ВЧ-квазипотенциала не является обязательным. Возникновение постоянной составляющей потенциала, а следовательно, и контракцию плазмы можно объяснить только за счет нелинейности вольт-амперной характеристики плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Butler H. S., Kino G. S. Plasma sheath formation by radio-frequency fields. — „The physics of fluids“, 1963, vol. 6, N 9, p. 1346—1355.
2. Головановский К. С., Кузовников А. А. Стационарное распределение концентрации ионов плазмы положительного столба во внешнем неоднородном высокочастотном поле. — «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8, вып. 4, с. 622—629.
3. Годяк В. А. Исследование взаимодействия высокочастотного поля с граничным слоем плазмы. Автореф. канд. дис. Москва. 1967, 17 с.

УДК 537.525

В. А. ТИМАНЮК.

В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук.

В. Б. ТЮТЮННИК

О МЕХАНИЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Разряд с полым катодом позволяет в стационарном режиме поддерживать высокую концентрацию плазмы [1—2], которая излучает свет с богатым спектральным составом [3], и получать значительную плотность тока при относительно низком напряжении горения [4]. Несмотря на большое число экспериментальных исследований, механизм разряда с полым катодом и его отличия от обычного тлеющего разряда с плоским катодом (так называемый эффект полого катода) в некоторых деталях остаются спорными до настоящего времени [4]. Особенно малоисследованным с этой точки зрения является разряд с цилиндрическим полым катодом.

Большинство выводов о механизме разряда с полым катодом сделано на основании исследований разряда с двойным плоским катодом (две плоские пластины с односторонней обращенной друг к другу рабочей поверхностью). В такой системе сравнение разряда с полым и плоским катодами осуществляется отключением или удалением на большое расстояние одной из пластин.

В случае цилиндрического полого катода сравнение его с плоским может оказаться не совсем корректным. На наш взгляд, разряд с цилиндрическим полым катодом следует сравнивать с разрядом в коаксиальной системе электродов. В этом случае конфигурация электрического поля в полости катода сохраняется, все ионы и подавляющее число фотонов и метастабильных атомов по-прежнему попадают на катод. Отличие же может заключаться в том, что быстрые электроны, ускоренные в области катодного падения потенциала, будут собираться анодом, расположенным по оси катодной полости, т. е. нарушится, если он существует, колебательный характер движения быстрых электронов по сечению полости катода.

Эксперимент проведен нами в разряде с молибденовым цилиндрическим полым катодом диаметром 30 мм и длиной 200 мм и двойным анодом. Конструкция разрядной трубки аналогична описанной в работе [5], за исключением того, что через один из торцов с помощью шифона в разряд по оси катодной полости может вводиться цилиндрический молибденовый стержень с длиной неостеклованной части, равной длине катода. Все измерения проведены в режиме непрерывного протекания через полость катода особо чистого гелия и охлаждения катода проточной водой.

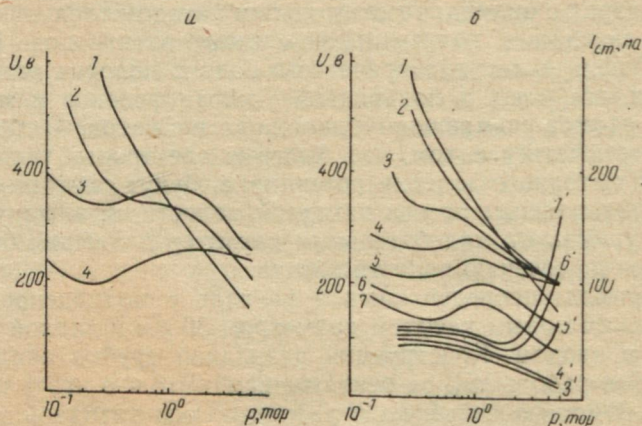
Зависимость напряжения горения разряда от давления гелия при токе разряда 100 мА для разряда с цилиндрическим полым катодом приведена на рисунке, а (кривая 3). Эта кривая характерна для разряда с полым катодом [4]. Для разряда с плоским катодом напряжение горения разряда монотонно увеличивается с уменьшением давления газа [6].

При помещении на ось катодной полости стержня, соединенного с анодом (кривая 1 соответствует диаметру стержня 5 мм, кривая 2—1 мм), напряжение горения при низких давлениях увеличивается, а при высоких—уменьшается. Соединение стержня с катодом приводит к уменьшению напряжения горения при всех давлениях гелия (кривая 4).

Полученные кривые свидетельствуют о том, что для осуществления характерной для полого катода немонотонной зависимости напряжения горения от давления требуются условия для колебательного движения быстрых электронов в поперечном сечении катодной полости. При диаметре стержня 1 мм эти колебания электронов подавляются, по-видимому, лишь частично. Некоторая доля быстрых электронов в результате упругих столкновений отклоняется от оси катодной полости настолько, что не за-

хватывается стержнем, и имеет возможность проникновения в противолежащую область катодного падения потенциала.

Подтверждением этого вывода являются зависимости напряжения горения разряда с цилиндрическим полым катодом от давления гелия при различных отрицательных потенциалах стержня диаметром 5 мм по отношению к аноду: 0; 50; 100; 200; 300; 400 и 500 в (рисунок, б, кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7 соответ-



ственно). Видно, что с ростом отрицательного потенциала стержня зависимости становятся характерными для полого катода, а напряжение горения разряда значительно уменьшается.

Важен также вид зависимости тока стержня от напряжения на нем и давления газа (рисунок, б, кривые 3', 4', 5', 6' и 7' соответственно напряжениям 100; 200; 300; 400 и 500 в). При напряжениях на стержне меньше 50 в на него идет электронный ток основного разряда. По мере увеличения напряжения направление тока изменяется: стержень начинает собирать ионы и эмитировать электроны, которые и вызывают уменьшение напряжения горения основного разряда.

Таким образом, в результате проведенного эксперимента можно сделать вывод, что без наличия условий колебательного движения электронов в поперечном сечении катодной полости эффект полого катода отсутствует. Кроме того, показана возможность существенного уменьшения напряжения горения разряда с полым катодом инжекцией быстрых электронов от вспомогательного разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hernqvist K. G. Hollow-Cathode Glow Discharge in Mercury Vapor. — „RCA Rev.“, 1958, vol. 19, N 1, p. 35—48.

2. Применение разряда с полым катодом в технике СВЧ. — В сб.: Радиотехника. Вып. 22, Харьков, 1972, с. 83—88. Авт.: В. М. Коновалов, В. А. Тиманюк, В. М. Ткаченко и др.
3. Толанский С. Спектроскопия большой разрешающей силы. М., Изд-во иностр. лит., 1955. 436 с.
4. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.
5. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Разряд с полым катодом в магнитном поле. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 67—70.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971, 543 с.

УДК 621.387.132.223

В. М. СОРОКИНА, В. Н. КОСТИН, канд. физ.-мат. наук,
И. Ш. ГЕРШКОВИЧ

О ВЛИЯНИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОЧНОСТЬ ИМПУЛЬСНЫХ ТИРАТРОНОВ

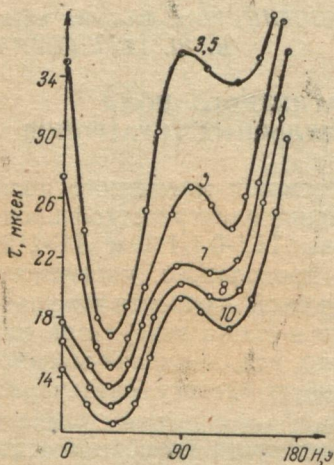
Ранее [1] было показано, что при помощи магнитного поля можно управлять временем восстановления электрической прочности т маломощных тиратронов типа ТГ1-0,1/1,3 и ТГ-212. В работе [2] исследовалось влияние продольного магнитного поля на время восстановления электрической прочности импульсного тиратрона ТГИ1-3/1, работающего в схеме генератора наносекундных импульсов, и было показано, что, применяя магнитное поле, можно повысить максимальную частоту следования импульсов на 10—15%.

В данной работе исследовались зависимости времени восстановления электрической прочности импульсного тиратрона типа ТГИ1-3/1 от амплитуды u_c и длительности τ_c поджигающего сеточного импульса, от величины амплитуды I_a и длительности τ_a импульса анодного тока, от напряжения сеточного смещения E_c и от величины напряженности H поперечного магнитного поля.

Измерения проводились на миниатюрном маломощном импульсном тиратроне ТГИ1-3/1 с накалимым катодом и аргоновым наполнением ($p \sim 0,2$ тор), который используется, в частности, в генераторах наносекундных импульсов с минимальной длительностью фронта примерно 4—6 мксек [3]. Это экранированный тиратрон с расположением электродов по горизонтали и двусторонним экранированием двухщелевой управляющей сетки. Тиратрон располагался в средней части соленоида, напряженность магнитного поля которого регулировалась в пределах от 0 до 1000 э.

Для снятия кривых восстановления электрической прочности использовался метод повторного импульса [4], который заключается в следующем. На анод тиратрона подаются два импульса напряжения. Первый импульс обеспечивает прохождение через тиратрон импульса анодного тока, второй (мерный) служит для повторного зажигания тиратрона. Длительность импульсов регу-

лировалась в пределах от 0,1 до 8 мксек, амплитуда от 0 до 1 кв. Время задержки между первым и мерным импульсами можно было менять в пределах от 0 до 70 мксек, а в случае необходимости (в сильных магнитных полях) — от 10 до 600 мксек, что достигалось при помощи дополнительного блока задержки. На управляющую сетку тиратрона подавались прямоугольные импульсы, длительность которых можно было менять в пределах от 0,1 до 10 мксек, а амплитуду — от 0 до 150 в. Возникновение повторного зажигания фиксировалось по всплеску на осциллограмме тока с помощью осциллографа СИ-5, подключенного в цепи катода.



1. Были сняты зависимости времени восстановления электрической прочности τ при различных длительностях сеточного импульса $\tau_c = \sim 2-10$ мксек, при $I_a = 100$ ма, $\tau_a = 4,5$ мксек, $U_c = +55$ в, $E_c = -15$ в в отсутствие магнитного поля.

Анализ кривых показал, что при увеличении τ_c от 2 до 7 мксек τ , взятое на уровне 1000 в, уменьшается от 14 до 6,7 мксек, а при дальнейшем увеличении τ_c от 7 до 10 мксек возрастает от 6,7 до 9 мксек. Таким образом, имеется $\tau_{c, \text{опт}} \sim 7$ мксек, при котором τ минимально.

Такой ход зависимости τ от τ_c объясняется влиянием полярности (+55 в) и длительности сеточного импульса на процесс деионизации в сеточном отсеке тиратрона ТГИ-3/1. Действительно, в течение сеточного импульса разность потенциалов на промежутке управляющая — экранирующая сетка $\sim +40$ в, а после его прекращения — -15 в, следовательно, ток деионизации в первом случае приблизительно в 3 раза больше. Дальнейший рост τ (после τ минимального) обусловлен увеличением τ_c , так как мерный импульс нельзя приблизить к первому ближе чем на τ_c без повторного зажигания разряда (экспериментально $\tau_c - \tau = 1$ мксек).

2. На рисунке представлены зависимости времени восстановления электрической прочности τ от величины напряженности магнитного поля H при $\tau_c = 3,5; 5; 7; 8; 10$ мксек; $I_a = 400$ ма, $U_c = +55$ в, $\tau_a = 4,5$ мксек, $E_c = -15$ в. Из рисунка видно, что эта зависимость имеет два минимума. Первый глубокий минимум при $H = H_{\text{опт}} \sim 45$ э, второй, значительно меньший, — при $H \sim 130$ э.

При наличии поперечного магнитного поля на электроны, находящиеся в промежутке экранная сетка — управляющая сет-

ка, действует лоренцова сила, которая заворачивает их в плоскости, перпендикулярной к оси прибора. При увеличении H от 0 до $H_{\text{опт}} \sim 45$ э за счет увеличения числа столкновений электронов с ионами усиливается объемная рекомбинация и, следовательно, τ уменьшается. При $H > H_{\text{опт}}$ ларморовский радиус, как показал расчет, становится меньше длины этого промежутка и деионизация за счет поверхностной рекомбинации на экранной сетке уменьшается, что и приводит к росту τ . Ввиду сложности конструкции системы электродов тиратрона объяснение второго минимума на кривых $\tau = f(H)$ в настоящее время затруднительно. Причины смещения этих кривых в сторону меньших τ при увеличении τ_c были указаны в пункте 1.

Так же были сняты зависимости τ от H для различных значений $I_a = 50, 100, 250, 400$ ма. Из этих зависимостей следует: 1) с ростом I_a , как и следовало ожидать [5], τ возрастает; 2) при любых H ход зависимостей τ от τ_c остается примерно таким же, как и при $H=0$, т. е. при увеличении τ_c время восстановления электрической прочности уменьшается, достигает минимального значения (при $\tau_c = \tau'_{\text{с.опт}}$) и дальше возрастает. Измерения показали, что $\tau'_{\text{с.опт}}$ не равно $\tau_{\text{с.опт}}$ (при $H=0$), хотя и близко к нему; $\tau_{\text{с.опт}}$ и соответствующее ему значение $H_{\text{опт}}$ различны для разных I_a .

Таким образом, наименьшее значение времени восстановления электрической прочности можно получить при выполнении двух условий: $H = H_{\text{опт}}$, $\tau_c = \tau'_{\text{с.опт}}$.

В результате проделанной работы установлено, что при наложении поперечного магнитного поля с напряженностью $H = H_{\text{опт}}$ время восстановления электрической прочности всегда на 20—40% меньше, чем в случае $H=0$. Это обеспечивает возможность более значительного повышения максимальной частоты следования импульсов, чем полученное в работе [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Костин В. Н., Сорокина В. М. Влияние поперечного магнитного поля на электрическую прочность тиратронов. — «Электронная техника. Серия 3. Газоразрядные приборы», 1971, т. 5, с. 34—37.
2. Глебович Г. В. Тиратронный генератор наносекундных импульсов с применением магнитного поля. — «Изв. вузов. Радиотехника». 1959, № 1, с. 111—113.
3. Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М., Изд-во МГУ, 1970, 192 с.
4. Драбкин Д. С., Слуцкий Е. Х. Разработка методики определения деионизационных параметров и предельной частоты тиратронов в импульсном режиме. — «Сб. материалов по вакуумной технике». Вып. 5. Москва, 1955, с. 5—7.
5. Александров А. Г. Метод измерения времени восстановления (деионизации) тиратрона. — Сб. материалов по вакуумной технике. Вып. 3. Москва, 1953, с. 3—7.

УВЛЕЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

Известно, что электромагнитное излучение давит на тела, стоящие на пути его распространения. Это относится не только к макроскопическим объектам, но и к малым частицам, таким как электроны. С плоской волной, например, электрон взаимодействует следующим образом. Электрическое поле сообщает ему поперечную скорость. Магнитное поле отклоняет траекторию электрона в направлении распространения волны. В очень сильных полях скорость частицы может приближаться к скорости света, и электрон будет двигаться вместе с волной, все время получая от нее энергию.

Взаимодействие электронов с электромагнитной волной изучалось в работах [1—3]. В них указывалось, что эффект увлечения электронов волной значительно усиливается при наложении постоянного продольного магнитного поля. Такой случай рассматривался в [2, 3]. В них использовался математический аппарат квантовой механики, и полученные конечные выражения были сложны для анализа.

Чтобы исследовать движение электрона в электромагнитном поле, нужно решить уравнение его движения

$$\dot{\vec{p}} + \frac{1}{\tau} \vec{p} = e\vec{E} + e[\dot{\vec{r}}, \vec{B}] + e[\dot{\vec{r}}, \vec{B}_0], \quad (1)$$

где $\vec{p} = m\dot{\vec{r}}$ — импульс электрона; e — заряд; $\vec{r}$ — радиус-вектор траектории движения; τ — время пролета электрона между двумя столкновениями; $\vec{E}$ — электрическое поле волны; $\vec{B}$ — магнитное поле волны; $\vec{B}_0$ — постоянное магнитное поле.

Начальные условия для простоты возьмем нулевыми:

$$\vec{r}(0) = 0, \quad \dot{\vec{p}}(0) = 0.$$

Систему координат выберем так, что волна распространяется вдоль оси z , а векторы поля направлены вдоль осей x и y :

$$E_x = E \cos(\omega t - kz), \quad E_y = E_z = 0,$$

$$B_y = B \cos(\omega t - kz), \quad B_x = B_z = 0.$$

Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z навстречу распространению волны, так что

$$B_{0x} = B_{0y} = 0, \quad B_{0z} = -B_0.$$

При этих условиях уравнение (1) в проекциях на оси координат примет следующий вид:

$$\dot{p}_x + \frac{1}{\tau} p_x + \omega_0 p_y = \frac{eE}{\omega} (\omega - kz) \cos(\omega t - kz), \quad (2)$$

$$\dot{p}_y + \frac{1}{\tau} p_y - \omega_0 p_x = 0, \quad (3)$$

$$\dot{p}_z + \frac{1}{\tau} p_z = \frac{\omega_0 B}{B_0} p_x \cos(\omega t - kz), \quad (4)$$

где $\omega_0 = \frac{eB_0}{m}$ — циклотронная частота.

Сложность решения полученной системы состоит в том, что известная величина z входит под знак косинуса. Поэтому будем решать систему методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения возьмем начальные уравнения

$$z=0, \quad \dot{z}=0.$$

Подставим эти значения в уравнения (2) и (3) и найдем величины P_x и P_y . Используя вторую из них, из уравнения (4) найдем P_z , а затем z и $\dot{z}$ в первом приближении.

Далее подобный цикл можно повторять необходимое число раз. Но для многих практических случаев достаточно первого приближения. Его можно получить в виде замкнутых формул.

Процесс решения системы уравнений (2)–(4) следующий. После подстановки нулевого приближения в (2) и (3) умножим второе из них на мнимую единицу j и сложим эти два уравнения. Получим

$$\dot{q} + \left(\frac{1}{\tau} - j\omega_0 \right) q = eE \cos \omega t. \quad (5)$$

где

$$q = p_x + jp_y.$$

Решение этого уравнения не представляет трудностей. В полученном результате разделим действительную и мнимую части и найдем P_x и P_y . После этого уравнения из (4) найдем P_z . Устремив t к бесконечности, получим стационарное решение, а затем вычислим среднее во времени значение компонент импульса. Прделав эти операции, имеем

$$p_x = 0, \quad (6)$$

$$p_y = 0, \quad (7)$$

$$p_z = \frac{eEB\omega_0\tau^2}{2B_0} \frac{1 + (\omega^2 + \omega_0^2)\tau^2}{[1 + (\omega + \omega_0)^2\tau^2][1 + (\omega - \omega_0)^2\tau^2]}. \quad (8)$$

Видно, что частица перемещается только в направлении распространения волны. В перпендикулярных к нему направлениях частица только колеблется около среднего значения.

Поскольку

$$EB = \mu\mu_0 EH = \mu\mu_0 P = 2\mu\mu_0 \frac{P}{S},$$

где μ — магнитная проницаемость среды; μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства; P — вектор Умова-Пойнтинга; $\frac{P}{S}$ — среднее значение плотности мощности излучения (видно, что импульс частицы пропорционален мощности излучения).

Из выражения (8) следует также, что величина импульса зависит от ω_0 , т. е. от постоянного магнитного поля. Максимум будет при

$$\omega_0 = \omega \sqrt{2 \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2}} - \left(+ \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \right)}. \quad (9)$$

На высоких частотах, где выполняется условие $\omega\tau \gg 1$, выражение (9) принимает вид $\omega_0 = \omega$. Таким образом, наблюдается явление резонанса. Для его существования необходимо еще выполнение условия $\omega\tau > 0,58$. Только тогда выражение (9) — действительная величина. Это означает требование достаточно большого времени пролета между столкновениями, чтобы частица могла набрать значительную скорость.

Значение импульса при резонансе равно

$$p_{z\text{рез}} = \frac{e\mu\mu_0 \omega_0 \tau^2}{4B_0} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2}} \right) \frac{P}{S}. \quad (10)$$

На высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$) величина резонанса не зависит от частоты излучения;

$$p_{z\text{рез}} = \frac{e\mu\mu_0 \omega_0 \tau^2}{2B_0} \frac{P}{S}. \quad (11)$$

Численное значение эффекта оценим для двух случаев.

В первом случае рассмотрим ускорение носителей тока в германии излучением лазера на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм). Поскольку релятивистские скорости заведомо достигнуты не будут, импульс $P_{z\text{рез}} = m^* \dot{z}$, где m^* — эффективная масса носителей тока; $\dot{z}$ — резонансное значение скорости. Время между столкновениями для германия составляет около 10^{-13} сек, так что на частоте излучения лазера условие $\omega\tau \ll 1$ выполняется, и можно воспользо-

ваться выражением (11). Кроме того, в этом выражении $\frac{\omega_0}{B_0} = \frac{e}{m^*}$.

Формула (11) примет следующий вид:

$$z = \frac{1}{2} \mu \mu_0 u^2 \frac{P}{S},$$

где $u = \frac{e\tau}{m^*}$ — подвижность носителей тока,

Для удобства оценки найдем напряжение на образце из германия, вызванное перемещением носителей тока в нем. Возникающий ток будет

$$i = Ne z S,$$

а напряжение

$$V = iR = \frac{i}{\sigma} \frac{l}{S}, \quad (12)$$

где N — концентрация носителей тока; S — площадь поперечного сечения; R — сопротивление; $\sigma = Neu$ — проводимость; l — длина. Подстановка всех значений промежуточных величин в (12) дает

$$V = \frac{1}{2} \mu \mu_0 u l \frac{i}{\sigma} \frac{P}{S}. \quad (13)$$

Сигнал с германиевого образца n -типа длиной 2 см и сечением 1 см² при подвижности электронов 0,38 м²/в·сек на 1 вт мощности излучения будет 48 мкв. При мощности излучения несколько десятков ватт, обычной для лазера на СО₂, будет наблюдаться достаточно большой сигнал.

Для сравнения укажем, что при тех же условиях без магнитного поля сигнал будет равен $2 \cdot 10^{-8}$ в, т. е. на несколько порядков меньше.

Как второй пример рассмотрим ускорение излучением свободных электронов. Время между столкновениями для электронов в объеме размером порядка 10 см составляет около 10^{-9} сек. Для длины волны $\lambda = 10$ см условие $\omega \gg 1$ выполняется. При этих условиях для сравнительно небольшой мощности 100 квт/см², которую нетрудно получить в импульсном режиме, скорость электронов достигает 10^8 м/сек, т. е. становится сравнимой со скоростью света.

Таким образом, механизм резонансного увлечения электронов электромагнитной волной можно использовать и для их ускорения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jory H. R., Trievelpiece A. V. The motion of charged particle in a strong electromagnetic field. — „J. Appl. Phys.“, 1968, vol. 38, N 7, p. 3053—3075.

2. Гуревич Л. Э., Румянцев В. Ф. Теория светозлектрического эффекта в ограниченных кристаллах при ВЧ и наличии внешнего магнитного поля. — ФТТ, 1967, т. 9, № 1, с. 75—79.
3. Гуревич Л. Э., Мазрин О. А. К теории светозлектрического эффекта в магнитном поле. — «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 14, № 10, с. 562—563

УДК 621.373.84

А. Б. КАТРИЧ, Н. П. ЛЕНЦОВ

К ВОПРОСУ О СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ

При решении многих экспериментальных задач, связанных с научными исследованиями в диапазоне СВЧ, а также с созданием различных радиотехнических устройств, возникает проблема стабильности частоты генераторов. Этот фактор определяет ряд важнейших параметров систем СВЧ, а часто и принципиальную возможность их построения.

К настоящему времени известно довольно большое количество работ, посвященных повышению стабильности частоты, однако окончательного решения вопроса не найдено, что объясняется разнообразием, а иногда несовместимостью требований к характеристикам генераторов. Практически же часто стоит задача обеспечения сравнительно несложными методами относительной нестабильности частоты порядка 10^{-6} — 10^{-7} , которая достаточна для большинства применений. Этим требованиям удовлетворяют системы автоматической подстройки частоты (АПЧ), использующие в качестве опорного элемента высокочастотные резонаторы.

Такие схемы достаточно полно описаны в литературе [1—3], однако наиболее перспективной представляется схема с переносом сигнала ошибки на промежуточную частоту. Основные ее достоинства — простота исполнения и высокая эффективность, что позволяет существенно расширить частотный диапазон и упростить систему перестройки генератора. Обычно применяемая в таких схемах слабая частотная модуляция приводит к значительному ухудшению спектра выходного СВЧ-сигнала за счет большого числа боковых составляющих. От размытия спектра можно избавиться, применяя дискриминаторы типа Паунда, однако такие схемы стабилизации требуют согласования СВЧ-элементов на рабочей частоте, что приводит к ряду неудобств.

Настоящая работа посвящена разработке схем стабилизации СВЧ-генераторов типа клистрон, ЛОВ на принципе АПЧ, позволяющих получить более высокую стабильность, чем та, которая достигалась прежде при малых габаритах и простоте перестройки в широком диапазоне частот.

Для осуществления этих требований выбрана схема с амплитудной модуляцией в тракте АПЧ. Боковые составляющие промодулированного СВЧ сигнала, прошедшего через резонатор, получают дополнительный фазовый сдвиг, пропорциональный расстройке резонатора относительно частоты генератора. Фазовым детектором этот сдвиг преобразуется в сигнал постоянного тока, использующийся для управления частотой. Такая схема эффективна для клистронов, ЛОВ и других ламп с высокой крутизной перестройки по напряжению. Модулирующая частота не должна превышать половину полосы пропускания резонатора. Применение развязывающих устройств между каналом АПЧ и основным трактом обеспечивает высокую чистоту спектра выходного сигнала.

В литературе (см., например, [1]) указано, что предельное значение относительной нестабильности генераторов, использующих системы автоподстройки с использованием объемных резонаторов, составляет $1 \cdot 10^{-6}$. Однако проведенные исследования показали возможность обеспечения величины нестабильности не хуже $1 \cdot 10^{-7}$ в течение 5—10 мин, которое достаточно во многих практических случаях. Схема АПЧ при этом помещалась в пассивный термостат. Получение более долговременной стабильности требует герметизации тракта, выполнения резонатора из инвара и т. д., что несколько усложняет конструкцию.

Следует отметить, что обычно выходная мощность измерительных генераторов не превышает десятков милливольт, что явно недостаточно для подавляющего большинства целей. Выходом из положения представляется переход к двухкаскадной схеме, в которой слабый сигнал с высокостабилизированного задающего генератора усиливается лампой бегущей волны. Такая схема позволяет значительно повысить мощность генератора без ухудшения частотных характеристик, расширить динамический диапазон прибора.

Эти выкладки легли в основу сконструированного нами лабораторного генератора диапазона 8,5—10,0 ГГц, блок-схема которого представлена на рис. 1.

Часть мощности от клистронного генератора (~ 5 мвт) отводится на систему АПЧ. Полупроводниковый диодный модулятор проходного типа имеет коэффициент модуляции около 70% на частоте 400 кГц. Развязывающие устройства обеспечивают согласование элементов дискриминатора в диапазоне частот клистронного генератора и подавление отраженного модулированного сигнала на уровне — 80 дБ. Они выполнены на ферритовых циркуляторах, что позволило значительно сократить габариты тракта по сравнению с вариантом на ферритовых вентиллях.

Промодулированный СВЧ-сигнал поступает на объемный резонатор с добротностью $\sim 10^4$. Перестройка его осуществляется бесконтактным поршнем; тем самым совместно с другими мера-

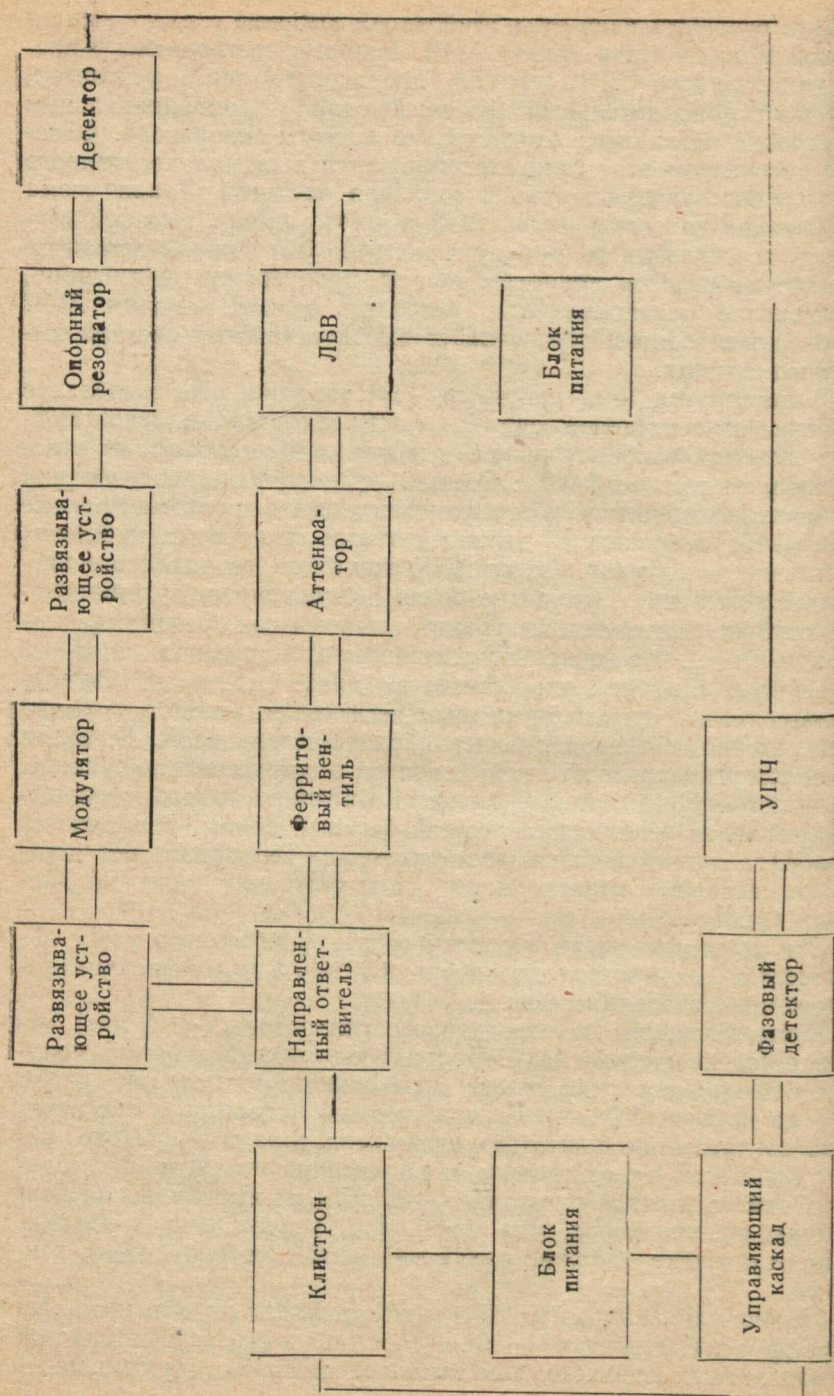


Рис. 1.

ми удалось эффективно подавить высшие типы колебаний и создать одномодовый режим. Сигнал ошибки на промежуточной частоте выделяется согласованной детекторной секцией и после усиления подается на фазовый детектор, где преобразуется в сигнал ошибки постоянного тока. Управляющий каскад усиливает его до величины, позволяющей перестраивать частоту в пределах зоны генерации клистрона. СВЧ-усилитель позволил уве-

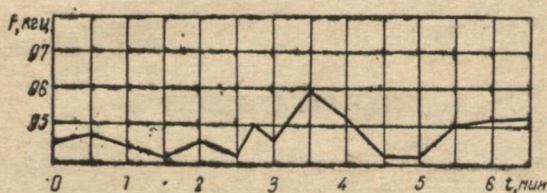


Рис. 2.

личить выходную мощность прибора до 10 вт, причём дальнейшая работа показала, что колебания мощности не превышают 0,1%.

Контроль стабильности осуществлялся при помощи кварцевого эталона частоты с умножением до диапазона 3 см и относительной нестабильностью $(7-8) \cdot 10^{-8}$. Контролируемая и опорная частоты подавались на двойной тройник, в одном из плеч которого располагался смесительный диод.

Частота биений усиливалась широкополосным усилителем и измерялась цифровым частотомером ЧЗ-24 при различном времени усреднения. Это позволило судить как о кратковременной нестабильности (за время 1 миллисекунда) так и об уходах частоты за 5—10 минут. Типичный график частотной нестабильности в установившемся режиме приведен на рис. 2. Видно, что максимальный выбег частоты не превышает 2 кГц, т. е. $\pm 1 \cdot 10^{-7}$.

Проведенная работа позволяет сделать выводы, что на основе резонаторов возможно создание простых и компактных генераторов с частотной нестабильностью порядка $1 \cdot 10^{-7}$, выходной мощностью 0,1—10 вт и хорошей чистотой спектра. Ширина диапазона определяется одномодовостью резонатора и типом применяемых генераторных приборов СВЧ. В описанном случае она может составлять 8—12 ГГц. Перестройка частоты опорным резонатором позволяет одновременно определять частоту с точностью 10^{-4} . Генератор со сходными характеристиками был построен и в диапазоне 8 мм.

Дальнейшее повышение стабильности СВЧ генераторов со схемой АПЧ, использующей эталонные резонаторы, представляется нецелесообразным из-за резкого возрастания технических трудностей при незначительном понижении нестабильности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков С. И. и др. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. М., «Советское радио», 1962, с. 72—165.
2. Менде Ф. Ф. и др. Дискриминатор с сигналом ошибки на ПЧ. — «Радиотехника», 1972, № 1, с. 51—56.
3. Гроулинг, Хили. Аппаратура для измерения кратковременной стабильности частоты СВЧ-источников. — ТИИЭР, 1966, № 2, с. 164—174.

УДК 539.283.078

Б. А. ГУЛИН, Б. Г. ЕМЕЦ

ЯМР-РЕЛАКСОМЕТР

Для решения самых разнообразных задач физики и смежных наук требуется знать такие кинетические параметры вещества, как коэффициент диффузии, времена спин-решеточной (T_1)

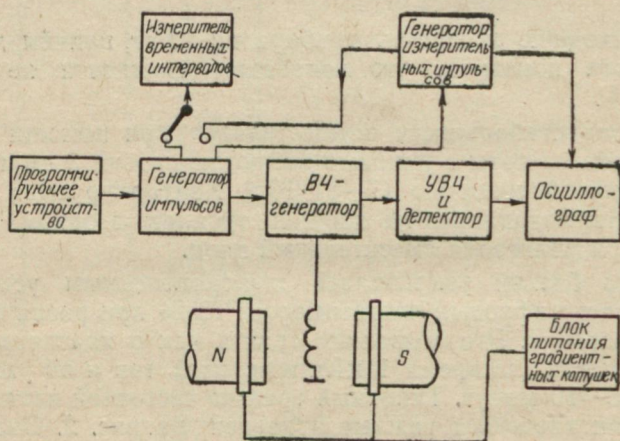


Рис. 1. Блок-схема релаксометра.

и спин-спиновой (T_2) ядерной релаксации. Для этих целей применяют ядерный магнитный резонанс (ЯМР) — широко распространенный метод квантовой радиофизики.

ЯМР-релаксометры, описанные в литературе, сложны и реализуются с существенными трудностями [1—3]. Нами предложен прибор, сравнительно простой в изготовлении, надежно и устойчиво работающий в процессе длительной эксплуатации. Блок-схема ЯМР-релаксометра приведена на рис. 1.

Программирующее устройство обеспечивает по определенной программе работу генератора импульсов, который, в свою очередь, модулирует высокочастотное напряжение, подаваемое на измерительный РЧ контур с исследуемым образцом, помещен-

ным в зазор магнита. При выполнении условий ЯМР изучаемые ядра вещества наводят в катушке контура э. д. с. — сигнал спинового эха, который после усиления наблюдается на экране осциллографа. Для расчета кинетических параметров необходимо проводить измерения при различных градиентах магнитного поля в образце. Измерение градиента производится по времен-

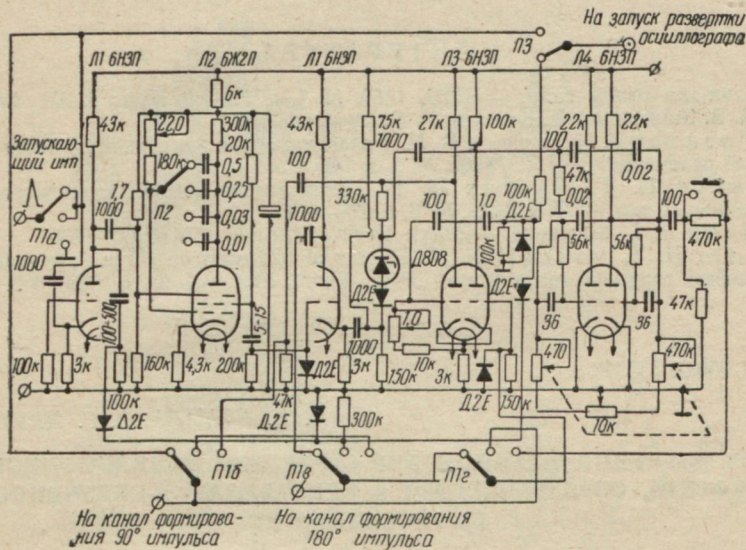


Рис. 2. Принципиальная схема программирующего устройства.

помощи интервалу между двумя первыми минимумами сигнала эха на экране осциллографа, для чего совмещаем с ними два импульса, вырабатываемые генератором измерительных импульсов, подавая их одновременно на измеритель интервалов времени. В качестве генератора зондирующих импульсов и генератора измерительных импульсов применены серийные генераторы сдвинутых импульсов типа Г5-7А. Измерение временных интервалов ведется электронно-счетным частотомером типа ЧЗ-9, а наблюдение эхо-сигнала — при помощи запоминающего осциллографа типа С1-29. Высокочастотный генератор на 16,4 Мгц собран по схеме ударного возбуждения, амплитуда ВЧ импульсов — 90 в. УВЧ на 16,4 Мгц собран по схеме прямого усиления, коэффициент усиления — 10^5 , полоса пропускания — 0,5 Мгц.

Программирующее устройство (рис. 2) должно работать в трех режимах: измерение коэффициента диффузии по методу Хана [4], режим измерения времени спин-решеточной релаксации нуль-методом Карра-Парселла [5], режим измерения времени спин-спиновой релаксации методом Карра-Парселла [5]. В положении 1 переключателя Π_1 реализуется режим работы

для измерения коэффициента диффузии — формируется последовательность « 90° -импульс, 180° -импульс» ($90^\circ-\tau-180^\circ$). В положении 2 на образец подается последовательность трех импульсов ($180^\circ-\tau-90^\circ-\tau_1-180^\circ$) для измерения T_1 , а в положении 3 переключателя формируется последовательность ($90^\circ-\tau-180^\circ-2\tau-180^\circ-2\tau-\dots$) для измерения T_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Спин-эхо спектрометр. — ПТЭ, 1963, № 1, с. 78—80. Авт.: А. Ш. Агишев, М. З. Зинятов, С.-Х. Кашаев, Н. С. Кучерявенко.
2. Мазитов Р. К., Ионов В. И. Аппаратура для измерения времени ядерной релаксации. — ПТЭ, 1965, № 3, с. 142—151.
3. Зыков П. Г., Суетин П. Е. Программное устройство спектрометра спиновых эхо. — ПТЭ, 1972, № 3, с. 274—276.
4. Hahn E. L. Spin-echo. — „Phys. Rev.“, 1950, vol. 77, p. 746—750.
5. Carr H. Y., Purcell E. M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance. — „Phys. Rev.“, 1954, vol. 94, p. 630—638.

УДК 538.69:538.124

И. Н. КОМАРЬ, О. Т. НИКОЛОВ

ОБ ИЗУЧЕНИИ МЕТОДОМ ЭПР СТРУКТУРЫ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ В КРИСТАЛЛАХ γ -ОБЛУЧЕННОГО DL-ГИСТИДИНА HCl

В связи с плохой разрешенностью и сложностью спектров ЭПР облученных монокристаллов гистидина почти нет работ по исследованию структуры образующихся в них радиационных дефектов [1]. Вместе с тем исследования радиационных свойств гистидина как представителя гетероциклических аминокислот имеют немалый интерес как для изучения изменений физических свойств решеток молекулярных кристаллов, в зависимости от их структуры, так и для целей радиационной биофизики, поскольку гистидин является необходимой составной частью большинства протеинов.

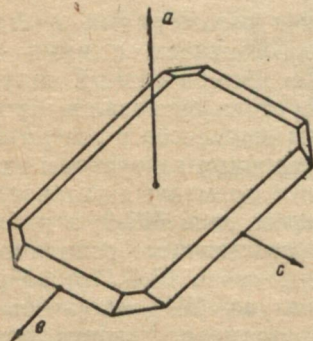


Рис. 1. Форма монокристалла DL-гистидина HCl и направления его кристаллографических осей.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования спектров ЭПР γ -облученных монокристаллов, полученных методом медленного выпаривания из насыщенного водного раствора DL-гистидина HCl (рис. 1). Методика эксперимента описана в работе [2].

В литературе имеются сведения только о структуре монокристаллов L-гистидина HCl [3, 4], из которых следует, что кристаллы имеют плоскость спайности, перпендикулярную к оси *a* (пространственная группа $P2_12_12_1$; $z=4$). На рис. 2 приведены спектры ЭПР для всех трех осей кристалла, которые хорошо совпадают со спектрами, приведенными в [1], причем спектр, со-

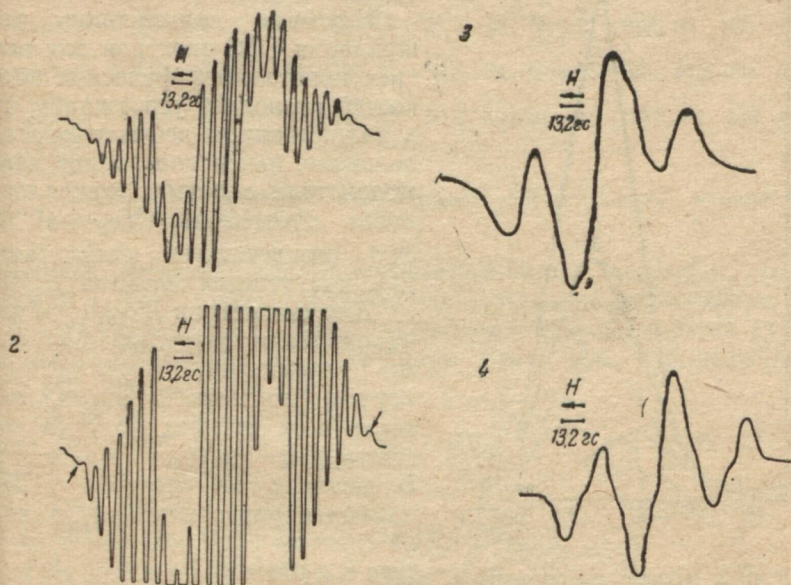


Рис. 2. Спектры ЭПР γ -облученного монокристалла DL-гистидина HCl: 1 — для оси *a*; 2 — для оси *a* при большом усилении (хорошо видны отмеченные стрелками крайние компоненты спектра); 3 — для оси *b*; 4 — для оси *c*.

ответствующий оси *a* (по [1]), действительно совпадает с направлением, перпендикулярным к плоскости спайности. Сказанное позволяет предполагать, что либо структура кристаллов L-гистидина HCl и DL-гистидина HCl почти совпадают, либо из раствора рацемата кристаллизуются отдельные стереоизомеры, как это имеет место в случае гидрохлорида глутаминовой кислоты [5], а спектры кристаллов стереоизомеров неразличимы, как это имеет место в случае L- и D-валина [6].

Кристаллы облучались на источнике γ -излучения ^{60}Co в широком интервале суммарных доз облучения от 10^4 до 10^9 р. Форма спектров при этом практически не изменялась. Лишь начиная с доз 10^8 р происходило некоторое уширение компонентов СТС. Кривая накопления дефектов (в отличие от ошибочно приведенной в [7]) имеет в полулогарифмическом масштабе ярко выраженный максимум и идет ниже кривой накопления дефек-

тов для DL- α -аланина (рис. 3). При изучении отжига дефектов в облученных кристаллах при температурах вплоть до 180°С также не наблюдалось существенного изменения формы их спектров ЭПР, за исключением некоторого уширения компонент СТС [7]. Все это позволяет утверждать, что в облученном гистидине

образуются радиационные дефекты только одного типа.

Изучение анизотропии расщепления СТС спектров для всех трех кристаллографических плоскостей позволяет утверждать, что в радиационном дефекте имеется основное, почти изотропное взаимодействие с двумя эквивалентными протонами $\Delta H_{H_2} \approx 48$ гс. Это соответствует результатам [1], полученным методом ДЭЯР.

Для симметрии $P2_12_1$ только направления, совпадающие с осями симметрии, соответствуют случаю магнитной эквивалентности всех четырех молекул элементарной ячейки кристалла. В отличие от спектров ДЭЯР наиболее разрешенными являются спектры ЭПР для оси a , которые в работе [1] вообще не комментируются.

В спектрах для оси a хорошо просматриваются 25 компонентов СТС (рис. 2 и таблицу), которые моделью радиационного дефекта, предложенной в [1], описаны быть не могут. Эта мо-

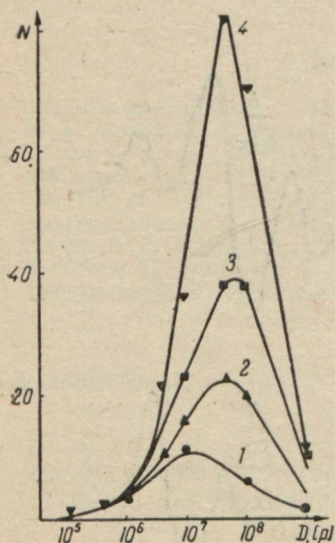


Рис. 3. Кривые накопления радиационных дефектов в облученных кристаллах: 1 — триглицинсульфата; 2 — глицина; 3 — DL-гистидина HCl; 4 — DL- α -аланина (приведенных для сравнения).

дель, как это нетрудно определить, позволяет в лучшем случае получить спектр из 17 компонентов с совершенно не совпадающим с экспериментальными результатами соотношением интенсивностей. Удовлетворительные результаты получаются только при введении в рассмотрение расщеплений на восьми протонах и двух азотах молекулы радиационного дефекта. При этом можно предложить две модели дефекта: I — $\Delta H_{H_2} \approx 48$ гс, $\Delta H_{H_1} \approx 24$ гс, $\Delta H_{N_2} \approx 8$ гс и $\Delta H_{H_5} \approx 8$ гс (два почти эквивалентных протона, два почти эквивалентных азота и пять почти эквивалентных протонов) и II — $\Delta H_{H_2} \approx 48$ гс, $\Delta H_{H_2} \approx 16$ гс, $\Delta H_{N_2} \approx 8$ гс и $\Delta H_{H_4} \approx 8$ гс (см таблицу). Неполное совпадение экспериментальных результатов и расчетов может быть легко объяснено неполным разрешением спектров и, по-видимому,

Сопоставление экспериментального и расчетных спектров для случая совпадения направления магнитного поля с осью *a* монокристалла DL-гистидина HCl *

Спектры	Относительные интенсивности компонентов СТС спектров													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Экспериментальный	0,6	4,3	9,2	18	26	35	41	49	58	75,5	88,6	96	100	96
Расчетный (модель I)	0,53	3,7	12	25	38	47	50,5	54	62,6	76	89	97,5	100	97,5
Расчетный (модель II)	0,47	2,8	8,9	19,6	33	45	50,5	50,5	51	59	75	93	100	93

* Погрешность измерения относительных интенсивностей компонентов СТС достигает 20%.

неполной эквивалентностью рассматриваемых магнитных ядер. Модель I дает хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Модель II лучше согласуется с результатами [1].

Соответствующая этим моделям структура радиационного дефекта изображена на рис. 4. В отличие от модели [1] здесь предполагается, что дополнительный атом водорода присоединяется не к атому C_5 , а к атому C_6 , и максимальные протонные расщепления в 24 Гс и 16 Гс реализуются за счет соответствующего распределения спиновой плотности на H_3 или на H_2 и H_3 соответственно, что может иметь место за счет определенного изменения ориентации фрагмента $H_2C_3NH_3$ и его собственной конфигурации (например, угла $H_2C_3NH_3$). В такой модели можно ожидать достаточного взаимодействия и с H_1 . Взаимодействия с азотами и протонами имидозольного кольца должны в этом случае осуществляться обычным образом, как предложено и в [1]. Магнитные ядра группы $+NH_3$ заметного вклада в структуру спектра, по-видимому, не дают.

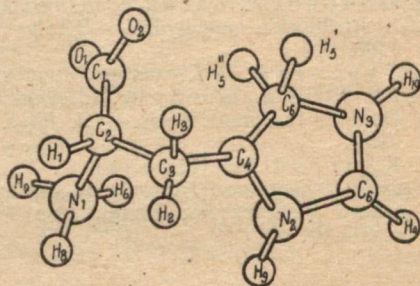


Рис. 4. Предполагаемая структура радиационного дефекта γ -облученного гистидина.

Структура спектров для осей *b* и *c* в рамках этой модели может быть объяснена, как и в [1], достаточно сильной анизотропией на большинстве магнитных ядер молекулы дефекта, которая при уменьшении величины взаимодействия может приводить к большому разрешению основного триплета и смазыванию СТС от остальных ядер. Спектр для оси *c* (триплет-дублетов) может

быть объяснен, как и в [1], за счет одного из протонов кольца или одного из протонов группы $\text{H}_2\text{C}_3\text{N}_3$.

Исследования анизотропии СТС в связи с ее сложностью и плохой разрешенностью спектров не позволяют сделать более определенных выводов о структуре дефекта и определить величины тензоров сверхтонких взаимодействий. Некоторого прогресса в уточнении структуры дефекта можно ожидать при применении метода расчета спиновых плотностей для различных вариантов предлагаемых структур.

Авторы выражают глубокую благодарность сотруднику Института физической химии АН УССР профессору, доктору химических наук А. М. Кабакчи за облучение наших образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vox H. C., Freund H. G., Lilga K. T. ENDOR Studies of Irradiated Histidine HCl. — „J. Chem. Phys.“, 1967, vol. 46, N 6, p. 2130—2133.
2. Комарь И. Н., Николов О. Т., Майер И. О структуре и устойчивости свободных радикалов, образующихся в γ -облученном глицине. — ТЭХ, 1970, т. 6, № 4, с. 561—566.
3. Donohue J., Lavine L. R., Rollett J. S. Crystal Structure of Histidine hydrochloride. — „Acta Cryst.“, 1959, vol. 9, N 1, с. 655—659.
4. Donohue J., Caron A. Refinement of the Crystal Structure of Histidine hydrochloride monohydrat. — „Acta Cryst.“, 1964, vol. 17, N 9, p. 1178—1180.
5. Гурская Г. В. Структуры аминокислот. М., «Наука», 1966. 560 с.
6. Shields H., Gordy W. Electron Spin Resonance Studies of Radiation Damage to Amino Acids. — „J. Phys. Chem.“, 1958, vol. 62, N 1, p. 789—798.
7. Комарь І. М., Ніколов О. Т., Зайцева О. В. Накоплення і стійкість радіаційних дефектів у молекулярних кристалах. — «Вісник Харківського університету. Радіофізика і електроніка». Вип. 1, Харків, 1972, с. 84—88.

УДК 621.317.335.3

Л. М. СНОПИК

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГИДРАТАЦИИ ПО НИЗКОЧАСТОТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ РАСТВОРОВ

Большинство существующих методов исследования гидратационной способности веществ применимы для определения либо количества воды, связанной неводными компонентами бинарных растворов, либо суммарного количества связанной воды в сложных системах. Методов дифференцированного изучения гидратации одной из компонент сложного раствора до настоящего времени не предложено. Однако уже из самых общих соображений ясно, что одно и то же вещество в воде и в многокомпонентном растворе может гидратировать по-разному вследствие конкурентных отношений. Особенно важным, на наш взгляд, представ-

ляется изучение гидратации неминеральных ингредиентов организма в присутствии солей, т. е. в условиях, приближенных к естественным.

Решение такой задачи можно осуществить, в частности, путем измерения низкочастотной проводимости растворов. Предлагаемый метод основан на изучении проводимости тренарных растворов вода + исследуемое вещество + минеральная соль.

Для проводимости матричной системы с произвольно ориентированными эллипсоидами справедливо соотношение [1]

$$\sigma_{\text{см}} = \sigma_{\text{ср}} - \frac{\delta}{1 - \delta} \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_0 - \sigma_{\text{см}}}{1 + \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{\text{ср}}} - 1 \right) A_i}, \quad (1)$$

где σ_0 — проводимость включений; A_i — коэффициенты деполаризации. В простейшем случае — сферическая форма включений — с учетом равенства нулю σ_0 (гидратированные включения не обладают собственной ионной проводимостью) из (1) следует

$$\delta = 2 \frac{\sigma_{\text{ср}} - \sigma_{\text{см}}}{\sigma_{\text{см}} + 2\sigma_{\text{ср}}}, \quad (2)$$

δ — объемная доля гидратированных включений, равная в (1) и (2)

$$\delta = w + v,$$

где w, v — объемная доля самих включений и их гидратных оболочек соответственно; $\delta_{\text{ср}}$ — проводимость основной среды (матрицы). В зависимости от способа приготовления раствора она запишется как

$$\sigma_{\text{ср}} = \frac{\sigma_1}{1 - \delta}, \quad (3)$$

если σ_1 — проводимость солевого раствора эквивалентной концентрации, или

$$\sigma_{\text{ср}} = \frac{\sigma_1'}{1 - v}, \quad (4)$$

где σ_1' — проводимость исходного солевого раствора. Под $\delta_{\text{см}}$ в формуле (2) подразумевается величина, равная

$$\sigma_{\text{см}} = \sigma_3 - \sigma_2. \quad (5)$$

Здесь σ_3 — проводимость исследуемого трехкомпонентного раствора; σ_2 — проводимость водного раствора изучаемой неминеральной компоненты той же концентрации. Для первого случая значение объемной доли включений получим из (2), (3) и (5):

$$\delta = 2(a - 1), \quad (6)$$

где

$$a = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_2}$$

Для второго случая из (2), (4) и (5)

$$v = 2(b - 1 - 0,5 w). \quad (7)$$

Здесь

$$b = \frac{\sigma_1}{\sigma_3 - \sigma_2}$$

Если σ_2 пренебрежимо мало, (6) и (7) упрощаются до

$$\delta = 2 \left(\frac{R_3}{R_1} - 1 \right) \quad \text{и} \quad v = 2 \left(\frac{R_3}{R_1} - 1 - 0,5 w \right),$$

где R_1, R_1', R_3 — непосредственно измеренное сопротивление сред, обозначенных ранее соответствующими индексами. Константа ячейки при этом сокращается, и при стабильности работы установки ее можно в расчетах опускать.

Приведенное рассмотрение, однако, оказывается недостаточным, когда исследуемое вещество (например, белки) содержит заряженные группировки. В таких случаях следует в значение $\sigma_{\text{ср}}$ вводить дополнительные поправки, учитывающие уровень ион-макромолекулярного взаимодействия и эффект Донанна.

Была изучена гидратация сахаров в одно- и трехпроцентном растворах NaCl. Низкочастотная проводимость растворов измерялась мостовым методом [2] на частоте 150 кГц. Результаты эксперимента приведены в таблице.

Гидратация сахаров в солевых растворах

Сахар	Глюкоза		Мальтоза		Сахароза		Лактоза	
NaCl	1%	3%	1%	3%	1%	3%	1%	3%
$h, \text{ г/г}$	1,63	1,09	1,48	1,09	1,33	0,99	1,33	0,99

Как и следовало ожидать, увеличение концентрации электролита приводит к снижению гидратации изучаемых веществ. Точность определения гидратации зависит от погрешности определения низкочастотной проводимости, выбора удельного объема изучаемых веществ в растворе (в наших расчетах — 0,75 мл/г) и выбора плотности связанной воды (основываясь на [3], мы приняли ее равной 1,0 г/мл).

ЛИТЕРАТУРА

1. Fricke H. Mathematical Treatment of the electric conductivity and capacity of disperse systems. — „Phys. Rev.“, 1924, vol. 24, p. 575—587.

2. Вишневский В. И. Электрометрия биофизических процессов в сперме быков-производителей при замораживании. Автореф. канд. дис. Харьков, 1970.
3. Buchanan T. J., Haggis G. H., Hasted J. B., Robinson B. G. The dielectric estimation of Protein hydration. — „Proc. Roy. Soc.“, 1952, vol. A 213, p. 379—391.

УДК 621.317.335.3

Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
Л. М. СНОПИК,
В. И. ГУБСКИЙ, канд. биол. наук

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА СВОБОДНОЙ ВОДЫ В СЫВОРОТКЕ КРОВИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Изучение состояния воды в организме — одна из важнейших задач молекулярной биофизики. Наиболее распространенные методы исследования данного вопроса — ИК и ЯМР спектроскопия. Диэлектрический же метод изучения состояния воды принят в основном для исследования бинарных систем.

Как показали наши исследования, измерение диэлектрической проницаемости биологических жидкостей в трехсантиметровом диапазоне длин волн могут дать количественную характеристику содержания свободной воды в них. Гидратированные неводные компоненты биологических жидкостей представляют собой в этом диапазоне сравнительно однородные в диэлектрическом отношении частицы.

Точную оценку эффективного значения диэлектрической проницаемости включений сделать, однако, невозможно. В литературе по этому поводу имеются самые разноречивые сведения. Так, для действительной части диэлектрической проницаемости связанной воды имеем 5,5 из [2—3] и 2,2 по работам [3—5]. Действительная часть диэлектрической проницаемости веществ биологического происхождения лежит в пределах 8—16 [6] при длине волны 75—80 см и должна уменьшаться с сокращением длины волны. Так, в работах [1, 2] для белков берется значение 2,2 — типичная величина для веществ с чисто электронной поляризуемостью (и для любых веществ на очень высоких частотах). В [7] величина ϵ' связанной воды и альбумина считалась одинаковой и полагалась равной 4,5.

Для гидратированных ионов диэлектрическая проницаемость близка, по-видимому, к диэлектрической проницаемости гидратной оболочки. Основываясь на существующих данных, можно полагать, что для эффективной диэлектрической проницаемости включений с высокой степенью достоверности может быть принято значение ϵ' , равное $5,5 \pm 2,5$. Ниже будет показано, что выбор ϵ' в таких пределах, т. е. с погрешностью в 45%, не влияет существенным образом на точность определения количества свободной воды.

В общем случае, если включения представляют собой произвольно ориентированные эллипсоиды, диэлектрическая проницаемость системы, как следует из формул в работах [8, 9], записывается в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta (\varepsilon_k - \varepsilon_0) \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 2 \right) A_i}{1 + \left(\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_0} - 1 \right) A_i}, \quad (1)$$

где ε , ε_0 , ε_k — диэлектрические проницаемости раствора, чистой воды и включений соответственно; δ — объемная доля включений; A_i — коэффициенты деполяризации.

Поскольку как действительная, так и мнимая части диэлектрической проницаемости включений в трехсантиметровом диапазоне значительно меньше ε'_0 воды, в этой области длин волн аналогичным образом связаны между собой и действительные части диэлектрической проницаемости ε' . На этом основании объемная доля v свободной воды в растворе записывается как

$$v = \alpha + \Delta v, \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_0}$; Δv — добавка, имеющая вид

$$\Delta v = (1 - \alpha) \left[1 - \frac{3}{(1 - \beta) \sum_{i=1}^3 \frac{1 - (1 - \alpha) A_i}{1 - (1 - \beta) A_i}} \right]. \quad (3)$$

Величина β равна $\varepsilon'_k / \varepsilon'_0$.

Для случая включений сферической формы (3)

$$\Delta v = (1 - \alpha) \left[1 - \frac{1}{(\alpha + 2)x} \right], \quad (4)$$

где

$$x = \frac{1 - \beta}{2 + \beta}.$$

В другом крайнем случае — цилиндрические включения — из (3) получим

$$\Delta v = (1 - \alpha) \left[1 - \frac{3}{(1 - \beta) \left(1 + 2 \frac{1 + \alpha}{1 + \beta} \right)} \right]. \quad (5)$$

Поправки Δv приведены в табл. 1 для $\varepsilon'_k = 3, 5$ и 8.

Из табл. 1 видно, что погрешность определения количества свободной воды в области α от 1 до 0,85 в зависимости от выбора ε'_k и формы включений не превышает 2,7% или 24 мл на 1 л

Таблица 1

α	$\epsilon'_k = 3$		$\epsilon'_k = 5$		$\epsilon'_k = 8$	
	Сферы	Цилиндры	Сферы	Цилиндры	Сферы	Цилиндры
1,00	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
0,95	0,0136	0,0167	0,0118	0,0148	0,0088	0,0112
0,90	0,0259	0,0320	0,0223	0,0281	0,0163	0,0208
0,85	0,0370	0,0459	0,0314	0,0398	0,0222	0,0287
0,80	0,0466	0,0582	0,0390	0,0500	0,0265	0,0348
0,75	0,0548	0,0688	0,0451	0,0584	0,0292	0,0391
0,70	0,0614	0,0777	0,0495	0,0650	0,0302	0,0413

раствора при абсолютном определении. Для растворов с известной формой включений погрешность определения количества свободной воды за счет выбора ϵ'_k не превышает в этом диапазоне величин α 2,0% (17 мл/л). При относительных измерениях в диапазоне ϵ' от 55 до 60 неточность выбора формы включений и значения их диэлектрической проницаемости ϵ'_k приводит к погрешности, не превышающей 3 мл свободной воды на 1 л раствора. Общая погрешность при относительных измерениях будет больше на величину, определяемую точностью относительного измерения ϵ' (в нашем случае [10] — 1 мл/л).

На основании вышеизложенных соображений нами по данным диэлектрических измерений было проведено изучение количества свободной воды в сыворотке крови 58 белых крыс-самцов линии Wistar с экспериментальным гипо- и гипертиреозом. Считая объем минеральных включений сыворотки ничтожно малым, а удельный объем сывороточных белков равным 0,75 см³/г, мы произвели оценку количества связанной воды в сыворотке крови этих животных. Данные исследований сведены в табл. 2 и свидетельствуют об уменьшении количества свободной воды на определенном уровне развития как гипо-, так и гипертиреоза.

Таблица 2

Сутки	Гипотиреоз			Гипертиреоз		
	ϵ^1	V_{H_2O}	$V_{[H_2O]}$	ϵ^1	V_{H_2O}	$V_{[H_2O]}$
Контроль	56,5	912	38	56,5	912	38
10 суток	56,5	912	38	56,8	915	44
20 суток	56,7	901	53	56,4	902	48

V_{H_2O} и $V_{[H_2O]}$ — количество свободной и связанной воды, выраженное в мл в 1 л сыворотки крови.

Изменения количества свободной воды в сыворотке крови хорошо коррелируют с изменением веса животных при развитии токсикозов. Основной причиной уменьшения количества сво-

бодной воды в случае гипертиреоза следует считать экскрецию жидкости организмом, а в случае гипотиреоза — оводнение соединительной ткани. Внутрисосудистое русло в обоих случаях одинаково обезвоживается.

Не останавливаясь на более детальном обсуждении полученных экспериментальных фактов, заметим здесь лишь, что изложенный выше метод, по-видимому, может оказаться полезным при решении некоторых проблем физиологии и патологии водно-солевого обмена на физико-химическом уровне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haggis G. H., Buchanan T. J., Hasted G. B. Estimation of Protein Hydration by Dielectric measurements at microwave Frequencies. — „Nature“, 1951, vol. 167, N 4250, p. 607—608.
2. Buchanan T. J., Haggis G. H., Hasted G. B., Robinson B. G. The dielectric estimation of Protein Hydration. — „Proc. Roy. Soc.“, 1952, vol. A 213, N 2, p. 379—391.
3. Думанский А. В., Куриленко О. Д. Теплота смачивания и диэлектрическая постоянная дисперсных систем. — В сб.: «Исследования в области высокомолекулярных соединений». М., 1949, с. 207—222.
4. Думанский А. В., Куриленко О. Д. Применение дисперсии диэлектрической постоянной для определения гидрофильности золя крахмала. — «Докл. АН СССР», 1948, т. 60, № 7, с. 1197—1199.
5. Думанский А. В., Куриленко О. Д. Применение метода дисперсии диэлектрической постоянной для определения гидрофильности золя крахмала. — «Колл. ж.», 1949, т. 11, № 2, с. 67—72.
6. Fürst R. Dielektrigitätskonstanten einiger wäbriger Lösungen und ihre Deutung nach der Dipoltheorie von Debye. — „Ann. Physik“, 1923, Bd. 70, s. 63—80.
7. Grant E. H. The Dielectric Method of Estimating Protein Hydration. — „Phys. in med. and Scol.“, 1957, vol. 2, N 1, p. 17—28.
8. Ванин Б. В. Диэлектрическая проницаемость неупорядоченных неоднородных сред. — «Труды ВНИИЭ», 1965, т. 20, с. 236—255.
9. Дранов Л. Н., Степин Л. Д. О диэлектрической проницаемости среды с неоднородными включениями. — ЖТФ, 1967, т. 37, № 10, с. 1760—1762.
10. Николов О. Т., Снопик Л. М., Степин Л. Д. Измерение диэлектрической проницаемости жидкости с большими потерями в 3-м диапазоне волн. — ПТЭ. 1971, № 5, с. 147—148.

УДК 621.372.8

Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук.
М. Ф. СТЕПКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ РЕЗОНАТОРНЫМ МЕТОДОМ

В работе [1] изложена теория метода измерения ϵ , μ , $tg\delta\epsilon$ и $tg\delta\mu$, в основе которого лежит использование цилиндрического H_{01n} -резонатора с образцом дисковой формы. В ряде случаев, однако, удобнее использовать образцы стержневидной формы,

помещая их вдоль оси резонатора. Метод измерения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь для этого случая описан в [2, 3]. Ниже следует обобщение этого метода на магнитодиэлектрики.

Решая уравнение Максвелла и используя граничные условия, получаем уравнение

$$\frac{\mu}{\Phi(kb)} = \frac{1}{\Phi(k_0b)} \frac{1 - \frac{I_1(k_0a)}{Y_2(k_0a)} \frac{Y_1(k_0b)}{I_1(k_0b)}}{1 - \frac{I_1(k_0a)}{Y_1(k_0a)} \frac{Y_0(k_0b)}{I_0(k_0b)}}, \quad (1)$$

где

$$k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2;$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu - \beta^2; \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda_{вд}}; \quad \Phi(x) = x \frac{I_0(x)}{I_1(x)}, \quad (2)$$

a, b — радиусы резонатора и образца; $\lambda_{вд}$ — резонансная длина волны резонатора при наличии образца.

Для образца радиуса $b' \neq b$ найдем аналогичное уравнение, в котором будут фигурировать величины

$$k_0'^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta'^2, \quad k'^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu - \beta'^2. \quad (3)$$

Отношение уравнений типа (1) равно

$$\frac{\Phi(\sqrt{k^2 + \Delta k^2}, h')}{\Phi(kb)} = \varphi(a, b, b', k_0, k_0'), \quad (4)$$

где $\Delta k^2 = \beta^2 - \beta'^2$, а через φ обозначено отношение правых частей уравнений типа (1). Правая часть равенства (4) известна, в левой части неизвестна только величина k . Решая это трансцендентное уравнение, находим k , после чего из уравнения (1) или аналогичного ему для b' определяем μ , а затем и ϵ из (2) или (3). Функция $\Phi(x)$ протабулирована [3].

Определение $\text{tg} \sigma_e$ и $\text{tg} \sigma_\mu$ производится по общепринятой схеме, исходя из выражения для добротности резонатора с образцом

$$Q = \omega \frac{W}{P_e + P_\mu + P_{ст}}, \quad (5)$$

где W — полная энергия, запасенная в резонаторе; P_e, P_μ и $P_{ст}$ — средняя мощность диэлектрических, магнитных потерь и потерь

в стенках резонатора. Проводя вычисление входящих в (5) величин, получим

$$Q = \frac{\frac{\omega^2 L^-}{c^2} \left[\frac{N}{k_0^2} + \frac{\varepsilon \mu^2}{k^2} G F_1(kb) \right]}{\frac{\varepsilon \mu^2 \omega^2 b^2}{c^2 k^2} L^- G F_1(kb) \operatorname{tg} \delta_\varepsilon + \mu b G^2 \left\{ \frac{\beta^2}{k^2} L^+ F_1(kb) + L^- [I_0^2(kb) - I_1^2(kb)] \right\} \operatorname{tg} \delta_\mu + \Delta \left[\frac{\beta^2}{k_0^2} N + a L^- H(k_0 b) + \frac{2\beta^2 b^2}{k^2} G F_1(kb) \right]}, \quad (6)$$

где

$$L^\pm = \frac{1}{2} l \pm \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta l,$$

$$N = [a^2 F_1(k_0 a) - b^2 F_1(k_0 b)] - 2\sigma [a^2 P(k_0 a) - b^2 P(k_0 b)] + \\ + \sigma^2 [a^2 F_2(k_0 a) - b^2 F_2(k_0 b)], \quad \sigma = \frac{I_1(k_0 a)}{Y_1(k_0 a)},$$

$$P(x) = I_0(x) Y_0(x) + I_1(x) Y_1(x) - \frac{1}{x} [I_0(x) Y_1(x) - Y_1(x) I_0(x)],$$

$$F_1(x) = I_0^2(x) + I_1^2(x) - \frac{2}{x} I_0(x) I_1(x),$$

$$F_2(x) = Y_0^2(x) + Y_1^2(x) - \frac{2}{x} Y_0(x) Y_1(x),$$

$$Y = \frac{1}{I_0(kb)} [I_0(k_0 b) - \sigma Y_1(k_0 b)],$$

$$H(x) = I_0^2(x) - 2\sigma I_0(x) Y_0(x) + \sigma^2 Y_0^2(x).$$

Таким образом, последовательно определяя добротность резонатора с одним и другим образцом, получаем систему из двух уравнений относительно неизвестных $\operatorname{tg} \delta_\varepsilon$ и $\operatorname{tg} \delta_\mu$. Глубина скин-слоя Δ определяется независимо из измерений добротности Q_0 полого резонатора. Выражение для Q_0 получается из (6) при $b=0$.

Расчетные формулы для определения ε , μ , $\operatorname{tg} \delta_\varepsilon$ и $\operatorname{tg} \delta_\mu$ значительно упрощаются при малых радиусах образцов, когда $k_0 b \ll 1$ и $(k_0 a - v_{11}) \ll 1/v_{11}$ — первый корень функции Бесселя первого порядка. Используя разложение функции Бесселя и Неймана в ряд вокруг точек 0 и v_{11} и пренебрегая членами второго порядка малости, вместо (4) получим

$$\frac{\Phi(\sqrt{k^2 + \Delta k^2} b)}{\Phi(kb)} = \frac{\Phi(k'_0 b')}{\Phi(kb)} \frac{1 + 0,976 (v_{11} - k_0 a) R(k_0 b)}{1 + 0,976 (v_{11} - k'_0 a) R(k'_0 b')}, \quad (7)$$

где

$$R(x) = \frac{Y_0(x)}{I_0(x)} - \frac{Y_1(x)}{I_1(x)}.$$

Таблицы функции $R(x)$ приведены в [3].

При использовании образцов малого диаметра соотношение (5) можно свести к виду

$$\frac{W_\varepsilon}{W} \operatorname{tg} \delta_\varepsilon + \frac{W_\mu}{W} \operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0}. \quad (8)$$

Здесь

$$\frac{W_\varepsilon}{W} = \frac{\varepsilon_\mu^2 k_0^2 b^2}{k^2 a^2} \cdot \frac{I_0^2(kb)}{I_2^2(k_0 b)} \cdot \frac{F_1(kb)}{F_1(k_0 a)},$$

$$\frac{W_\mu}{W} = \frac{\mu k_0^2 c^2 b^2}{k^2 \omega^2 a^2} \frac{I_0^2(k_0 b)}{I_2^2(kb)} \frac{F_1(kb)}{F_1(k_0 a)} \left\{ \frac{\beta^2 L^+}{L^-} + \frac{k^2 [I^2(k_0 b) - I_1^2(k_0 b)]}{F_1(kb)} \right\}.$$

Дальнейшее упрощение получаем при использовании соотношения

$$\frac{I_0^2(k_0 b)}{I_2^2(kb)} \frac{F_1(kb)}{F_1(k_0 a)} = \frac{1 - \frac{1}{2} k_0^2 b^2}{0,1622 \left[1 + \frac{2(k_0 a - \gamma_{11})}{\gamma_{11}} \right] S(kb)},$$

где

$$S(x) = \frac{\Phi^2(x)}{\Phi^2(x) - 2\Phi(x) + x^2}.$$

Таблицы функции $S(x)$ приведены в [3].

Если $k_0 b \leq 0,4$ и $k_0 a - \gamma_{11} \leq 0,02$, то вычисленные по приближенным формулам значения $\Phi(kb)$ и тангенса угла диэлектрических или магнитных потерь отличаются от соответствующих величин, рассчитанных по точным формулам, не более чем на 0,6 и 1% соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сарафанов В. И. К вопросу об изменении комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитодиэлектриков на сантиметровых волнах. — «Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, вып. 3, с. 320—328.
2. Ткач В. К., Степин Л. Д., Казанский В. В. Резонансный метод измерения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь жидких диэлектриков. — «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 12, с. 2009—2014.
3. Степин Л. Д. Исследование диэлектрических свойств дисперсных систем. Автореф. канд. дис. Харьков, 1965. 17 с.

ОДНА ЗАДАЧА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Как известно, поле бесконечной прямолинейной нити, равномерно заряженной с линейной плотностью σ , радиально и абсолютная величина напряженности поля обратно пропорциональна расстоянию до нити, т. е. напряженность поля в точке на расстоянии r от нити

$$\vec{E} = \frac{2k\sigma}{\epsilon r^2} \vec{r},$$

где $\vec{r}$ — вектор кратчайшего расстояния рассматриваемой точки от заряженной нити;

k — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц.

Если выбрать декартову прямоугольную систему координат и расположить заряженную нить так, чтобы она совпадала с осью аппликата, тогда напряженность поля в точке с координатами (x, y, z)

$$\vec{E} = \frac{2k\sigma x}{\epsilon(x^2 + y^2)} \vec{i} + \frac{2k\sigma y}{\epsilon(x^2 + y^2)} \vec{j}.$$

Рассмотрим поле в точках, принадлежащих линии, которая находится в плоскости (x, y) и параллельна оси x :

$$\vec{E}' = \frac{2k\sigma x}{\epsilon(x^2 + L^2)} \vec{i} + \frac{2k\sigma L}{\epsilon(x^2 + L^2)} \vec{j},$$

где L — кратчайшее расстояние между линией и осью z . Таким образом, напряженность поля зависит от кратчайшего расстояния между линией и заряженной нитью. Если же вдоль рассматриваемой линии расположить бесконечную прямую нить, равномерно заряженную с линейной плотностью σ' , и рассмотреть взаимодействие этой нити с нитью, расположенной вдоль оси z , то получим любопытный результат. Сила электростатического взаимодействия скрещивающихся бесконечных равномерно заряженных нитей не зависит от расстояния между ними.

Действительно, сила, действующая на нить, параллельную оси x :

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}' \sigma' dx = \vec{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2k\sigma\sigma' x dx}{\epsilon(x^2 + L^2)} + \vec{j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2k\sigma\sigma' L dx}{\epsilon(x^2 + L^2)} = \\ &= \frac{2k\sigma\sigma' L}{\epsilon} \vec{j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{x^2 + L^2} = \frac{2k\sigma\sigma' \pi}{\epsilon} \vec{j}. \end{aligned} \quad (1)$$

* Это соотношение справедливо для любой линии, параллельной плоскости (x, z) , если кратчайшее расстояние до оси z равно L .

Если нить наклонена под углом α к оси x , тогда

$$\vec{F} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}' \sigma' dl = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}' \sigma' \frac{dx}{\cos \alpha} = \frac{2k\sigma\sigma'\pi}{\varepsilon \cos \alpha} \vec{j}.$$

Этот же результат можно получить непосредственно, применяя закон Кулона к каждой паре элементарных частей взаимодействующих нитей:

$$\vec{F}_{k,i} = \frac{k\sigma dz \sigma' dl}{\varepsilon r_{k,i}^3} \vec{r}_{k,i}.$$

Сила, действующая на нить, найдется как векторная сумма сил, действующих на элементы нити:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \frac{k\sigma\sigma'}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x\vec{i} + L\vec{j} - z\vec{k}}{(z^2 + L^2 + x^2)^{3/2}} dz dl = \frac{k\sigma\sigma' L \cdot 4}{\varepsilon \cos \alpha} \cdot \vec{j} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \times \\ &\times \frac{dz dx}{(z^2 + L^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{4k\sigma\sigma' L}{\varepsilon \cos \alpha} \vec{j} \int_0^{\infty} \frac{dx}{L^2 + x^2} = \frac{2k\pi\sigma\sigma'}{\varepsilon \cos \alpha} \vec{j}. \quad (2) \end{aligned}$$

Когда нить параллельна оси x ($\alpha=0$), выражения (1) и (2) совпадают.

Мисюра В. А., Пивень Л. А., Черногор Л. Ф., Сомов В. Г., Стещенко В. В., Литвиненко О. А., Китов А. Х. О технике и методике комплексных исследований нижней ионосферы	3
Капанин И. И., Мокрый В. М., Поднос В. А., Сурков А. К. Цымбал А. М. Электронное содержание среднеширотной и высокоширотной ионосферы и его горизонтальные градиенты	10
Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Иванов В. И., Трухан М. Г., Мизер Э. Г., Дымшиц В. Т., Розуменко В. Т. Предварительные результаты измерений методом некогерентного рассеяния ионного состава нижней ионосферы на средних широтах СССР	14
Розуменко В. Т. К методике измерения автокорреляционной функции некогерентно рассеянных в ионофере радиолокационных сигналов	16
Пушин В. Ф. Расчет эффектов при распространении коротких радиоволн в ионофере с перемежающимися периодическими возмущениями	19
Горобец Н. Н., Сергиенко Ю. И. Рассеяние электромагнитных волн отражательными решетками вибраторов	25
Карпов Ю. М. О взаимной трансформации квазипродольных и квазипоперечных волн на ступенчатой неоднородности диэлектрической проницаемости плазмы	31
Адолина А. И. Влияние анизотропного магнитодиэлектрика на поле, дифрагированное на решетке	35
Казанский В. Б. Дифракция H -поляризованной волны на периодической структуре из T -образных элементов	44
Яцук К. П., Быховец В. В. Симметричные волны в радиально подмагниченном слое плазмы	49
Ушаков В. М., Хижняк Н. А. Распространение H_{10} -волны в прямоугольном волноводе с периодической цепочкой ферритовых цилиндров	51
Украинец Н. И., Хижняк Н. А. Некоторые особенности резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом кубе в прямоугольном волноводе	56
Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Чепелев А. Н. Система двух щелей как элемент связи T -образного соединения прямоугольных волноводов	61
Бородаев В. А., Ляпунов Н. В. К расчету волнового сопротивления симметричной связанной полосковой линии	65
Бородаев В. А., Ляпунов Н. В. Затухание в связанной полосковой линии	67
Покусай В. В., Олейник О. С. Исследование волнового сопротивления линии передачи с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками	68
Покусай В. В., Олейник О. С. Исследование предельно допустимой мощности линии с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками	70
Седых В. М., Сапрыкин И. И., Денисов Д. С. Широкополосный 3-дБ направленный ответвитель на симметричной полосковой линии	71
Пятак Н. И., Коробкин В. А. Резонатор-фильтр на прямоугольном волноводе с диэлектрическими диафрагмами	74
Шеховцов Н. А., Шеховцова Н. А. Вольт-амперная характеристика области пространственного заряда p^+-n -перехода	78
Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н. Переход диода Ганна из пролетного режима работы в гибридный	88
Доманова Е. А. Полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн	92
Доманова Е. А., Зубрицкий Л. А. Многослойный полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн	94
Валитов Р. А., Доманов В. А., Зубрицкий Л. А. Характеристики германиевого балансного магнитотранзистора	97
Чаркина И. А. Влияние многократного знакопеременного наруже-	

ния на температурную зависимость проводимости кремния	100
Гаврик А. П. Детекторные характеристики газоразрядных индикаторов электромагнитных волн	101
Вязьмитинов И. А., Костин В. Н. Экспериментальная проверка диффузионной теории постоянной составляющей тока СВЧ-разряда	104
Белоус В. В. Влияние неоднородного ВЧ-поля на пристеночный слой плазмы тлеющего разряда	107
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. О механизме тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом	110
Сорокина В. М., Костин В. Н., Гершкович И. Ш. О влиянии поперечного магнитного поля на электрическую прочность импульсных тиратронов	113
Кокодий Н. Г., Ефимов В. Ф. Увлечение заряженных частиц электромагнитной волной	116
Катрич А. Б., Ленцов Н. П. К вопросу о стабилизации частоты СВЧ генераторов	120
Гулин Б. А., Емец Б. Г. ЯМР-релаксометр	124
Комарь И. Н., Николов О. Т. Об изучении методом ЭПР структуры радиационного дефекта, образующегося в кристаллах γ -облученного DL-гистидина HCl	126
Снопик Л. М. Определение гидратации по низкочастотной проводимости растворов	130
Степин Л. Д., Снопик Л. М., Губский В. И. Определение количества свободной воды в сыворотке крови диэлектрическим методом	133
Степин Л. Д., Степко М. Ф. Определение параметров магнитодиэлектриков резонаторным методом	136
Колтаков Ю. А. Одна задача электростатического взаимодействия	140

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 110.

Радиофизика и электроника

Выпуск 3

Редакторы Э. В. Ганичева, А. П. Гужва
Технический редактор Г. П. Александрова
Корректор Т. А. Жигальцова

Сдано в набор 23/1 1974 г. Подписано в печать 22/V 1974 г.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Усл.-печ. л. 9,5.
Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 1000. Заказ 146. БЦ 50125. Цена 99 коп.

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

Харьковская городская типография № 16 Областного управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Харьков-3, Университетская, 16.

РЕФЕРАТЫ

УДК 550.388.2

О технике и методике комплексных исследований нижней ионосферы. Мисюра В. А., Пивень Л. А., Черногор Л. Ф., Сомов В. Г., Стешенко В. В., Литвиненко О. А., Китов А. Х. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 3—10.

Приводится описание подвижного радиотехнического ионосферного комплекса, предназначенного для комплексных исследований ионосферы методами частичных отражений, импульсной кроссмодуляции, вертикального и фазового зондирования, а также методами одночастотного и многочастотного дифференциального эффекта Допплера и Фарадея сигналов движущихся излучателей. Ионосферный комплекс позволяет производить измерения в различных географических районах. Иллюстрируются предварительные результаты исследований нижней ионосферы. Приводится метод численной обработки экспериментальных данных, получаемых с помощью ионосферного комплекса.

Ил. 5. Библиогр. 15.

УДК 550.388.2

Электронное содержание среднеширотной и высокоширотной ионосферы и его горизонтальные градиенты. Капанин И. И., Мокрый В. М., Поднос В. А., Сурков А. К., Цымбал А. М. — «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 10—14.

Приводятся и анализируются результаты измерений электронного содержания N_0 в вертикальном столбе ионосферы средних и высоких широт и его горизонтальных градиентов (полных, широтных и долготных). Данные получены по регистрациям радиосигналов излучателей в разнесенных пунктах наблюдения в период 1970—1971 гг. Полученные широтные вариации N_0 свидетельствуют о зависимости электронного содержания от зенитного угла Солнца: $N_0 \sim (\cos \chi)^n$ (n изменяется от $1/3$ до 1). Для широтных зависимостей характерно резкое уменьшение (в 4 раза) N_0 в диапазоне широт 55 — 60° N.

Ил. 2. Библиогр. 10.

УДК 550.388.2

Предварительные результаты измерений методом некогерентного рассеяния ионного состава нижней ионосферы на средних широтах СССР. Мисюра В. А., Ерохин Ю. Г., Иванов В. И., Трухан М. Г., Мизер Э. Г., Дымшиц В. Т., Розуменко В. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 14—16.

Приводятся результаты измерений 4—5 февраля 1972 г. на средних широтах СССР методом некогерентного рассеяния ионного состава нижней ионосферы, в целом согласующиеся с аналогичными измерениями других авторов. Описывается применяемая методика получения ионного состава из сравнения профиля измеряемой ионной температуры с моделью.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 550.388.2

К методике измерения автокорреляционной функции некогерентно рассеянных в ионосфере радиолокационных сигналов. Розуменко В. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 16—19.

Получено выражение для автокорреляционной функции некогерентно рассеянных в ионосфере радиолокационных сигналов, которое позволяет учитывать систематические искажения корреляционной функции тепловых флуктуаций плотности электронов при ее изменении. Предполагается, что антенна радиолокатора линейно поляризована, а длительность зондирующего импульса значительно превышает максимальное время корреляции.

Библиогр. 4.

УДК 550.388.2

Расчет эффектов при распространении коротких радиоволн в ионосфере с перемещающимися периодическими возмущениями. Пушин В. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 19—25.

Рассмотрено в геометрооптическом приближении наклонное распространение коротковолнового сигнала, отражающегося от периодически возмущенной ионосферы. На основании экспериментальных и теоретических данных проведено моделирование перемещающихся ионосферных возмущений. Программа построения лучевых траекторий используется для моделирования эффектов, обусловленных такими возмущениями. Рассмотрено влияние возмущений на дальность одного скачка по поверхности Земли. Для односкачковой трассы длиной 2000 км рассчитаны фазовый путь, время распространения сигнала, вариации углов прихода. Проведен качественный анализ влияния периодических возмущений на структуру сигнала в точке приема.

Ил. 2. Библиогр. 13.

УДК 621.396.671

Рассеяние электромагнитных волн отражательными решетками вибраторов. Горобец Н. Н., Сергиенко Ю. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 25—30.

Исследовано рассеяние электромагнитных волн отражательными решетками вибраторов, соединенных попарно фидерными линиями одинаковой длины, причем длины линий, соединяющих соседние пары, отличаются на половину длины волны в линии. Показано, что такие решетки рассеивают электромагнитную энергию в направлениях, отличных от направления ее прихода при любых (кроме нормального падения) углах прихода волны на решетку.

Ил. 1. Библиогр. 3.

УДК 621.372.8

О взаимной трансформации квазипродольных и квазипоперечных волн на ступенчатой неоднородности диэлектрической проницаемости плазмы. Карпов Ю. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 31—35.

Рассмотрен вопрос о трансформации собственных волн цилиндрического волновода с пучком на ступенчатой неоднородности диэлектрической проницаемости плазмы. Показано, что при малой плотности пучка в результате дифракции любой из собственных волн возбуждается четыре волны. Получены выражения для амплитуд возбуждаемых волн.

Библиогр. 2.

УДК 538.574.6

Влияние анизотропного магнитодиэлектрика на поле, дифрагированное на решетке. Адонина А. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 35—44.

Проведено решение задачи о дифракции электромагнитных волн, произвольным образом падающих на решетку, расположенную на границе двух полубесконечных анизотропных магнитодиэлектриков с анизотропией, соответствующей одноосному кристаллу. При помощи разработанной методики дифракционная задача сводится к двум задачам Римана—Гильберта, в результате решения которых получена одна бесконечная система неоднородных линейных алгебраических уравнений, из которой определяются амплитуды дифракционных спектров квазиэлектрических и квазимагнитных волн, являющиеся в случае произвольного падения взаимосвязанными. Для наклонного и нормального падения решения для квазиэлектрических и квазимагнитных волн разделяются, и амплитуды дифракционных спектров каждого типа определяются из решения бесконечных систем.

Ил. 2. Библиогр. 5.

УДК 538.574.6

Дифракция H -поляризованной волны на периодической структуре из T -образных элементов. Казанский В. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 44—48.

В работе исследуются электродинамические свойства бесконечных периодических решеток, состоящих из T -образных элементов при нормальном падении H -поляризованной волны. Элементы решетки предполагаются идеально проводящими и бесконечно тонкими. Задача решается методом переразложений функций, полных на одном интервале, по полным функциям на другом. Решение представлено в виде бесконечных систем линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов полей. Системы пригодны для численных расчетов методом редукции на ЭЦВМ. Показано, что внутри структуры возбуждаются только четные волноводные волны, а сама структура благодаря этому является критичной к изменению угла падения волны.

Ил. 1. Библиогр. 2.

УДК 621.372.825.4

Симметричные волны в радиально подмагниченном слое плазмы. Яцук К. П., Быховец В. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 49—51.

Рассматривается распространение радиальных электромагнитных волн в плазменном диске. Постоянное однородное магнитное поле направлено по радиусу. Задача решается в гидродинамическом приближении.

Получено дисперсионное уравнение для симметричных волн, которое анализируется численно. В работе приводятся дисперсионные характеристики системы. Обнаружено, что в исследуемом волноводе могут распространяться три типа волн, отличающиеся поперечным распределением поля. Поверхностные волны в отличие от объемных и полуволноводных имеют аномальную дисперсию, большое замедление и существуют в более узком диапазоне частот.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 626.373.8

Распространение H_{10} -волны в прямоугольном волноводе с периодической цепочкой ферритовых цилиндров. Ушаков В. М., Хижняк Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 51—56.

С помощью интегральных уравнений электродинамики рассмотрен прямоугольный волновод с полубесконечной цепочкой эквидистантных подмагниченных вдоль оси ферритовых цилиндров. В квазистатическом приближении получены дисперсионное уравнение и амплитуда полного и отраженного полей. Отмечается возможность изменения фазовой скорости волны в волноводе с помощью статического магнитного поля. Рассмотрен случай геометрических резонансов, возникающих при больших значениях элементов тензора магнитной проницаемости цилиндра.

Библиогр. 5.

УДК 621.372.8

Некоторые особенности резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом кубе в прямоугольном волноводе. Украинец Н. И., Хижняк Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 56—61.

Приведены результаты экспериментального исследования рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом кубе ($\epsilon=151$, $\text{tg } \delta=0,002$) в прямоугольном волноводе. Показано, что рассеяние носит резонансный характер с возникновением электрических и магнитных резонансов. Сопоставляется рассеяние электромагнитных волн на кубе с аналогичным рассеянием на диэлектрической сфере. В исследуемом диапазоне изучаются зависимости коэффициентов стоячих волн от размеров куба и его угловой ориентации в волноводе.

Табл. 3. Ил. 2. Библиогр. 6.

УДК 621.396.671

Система двух щелей как элемент связи Т-образного соединения прямоугольных волноводов. Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Чепелев А. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 61—65.

Приведены полученные авторами формулы для внутренних собственной и взаимной проводимостей двух произвольно расположенных щелей в торце прямоугольного волновода. Показано, что параметры Х-образной щели, излучающей в насадку в виде полубесконечного квадратного волновода, заметно отличаются от параметров этой щели, излучающей в свободное пространство.

УДК 621.372.828

К расчету волнового сопротивления симметричной связанной полосковой линии. Бородаев В. А., Ляпунов Н. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 65—67.

Приведена теоретическая формула для расчета волнового сопротивления симметричной связанной полосковой линии передачи. Проведено сравнение полученных теоретически значений волнового сопротивления с найденными экспериментально.

Ил. 1. Библиогр. 1.

УДК 621.372.828

Затухание в связанной полосковой линии. Бородаев В. А., Ляпунов Н. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 67—68.

Описано теоретическое и экспериментальное исследование постоянной затухания в связанной полосковой линии. Приведена формула для постоянной затухания. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных значений постоянной затухания.

Рис. 1. Библиогр. 1.

УДК 621.372.828

Исследование волнового сопротивления линии передачи с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками. Покусай В. В., Олейник О. С. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 68—70.

Описано экспериментальное исследование волнового сопротивления линии передачи с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками. Проведено сравнение числовых величин волнового сопротивления, полученных в результате счета на ЭВМ теоретической формулы, выведенной при помощи метода векторного магнитного потенциала с экспериментальными данными и результатами, опубликованными ранее.

Ил. 1. Библиогр. 3.

УДК 621.372.828

Исследование предельно допустимой мощности линии с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками. Покусай В. В., Олейник О. С. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 70—71.

Описано экспериментальное исследование предельно допустимой мощности в линии с прямоугольным внешним и круглым внутренним проводниками. Приведено сравнение числовых величин для предельно допустимой мощности, передаваемой по линии, полученных при помощи теоретической формулы и эксперимента.

Ил. 1. Библиогр. 1.

УДК 621.372.832

Широкополосный 3-дб направленный ответвитель на симметричной полосковой линии. Седых В. М., Сапрыкин И. И., Денисов Д. С. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 71—74.

Описывается широкополосный 3-дб направленный ответвитель (Н. О.) на симметричной полосковой линии. Н. О. представляет собой трехсекционный Н. О. на связанных линиях с комбинированной связью по узкой и широкой стороне полосок. Применение комбинированной связи обеспечило получение реализуемых на практике размеров секций. Н. О. обладает следующими параметрами: направленность ≥ 15 дБ, связь $3 \pm 0,3$ дБ, КСВН $< 1,3$.

Ил. 2. Библиогр. 8.

УДК 621.372.413

Резонатор-фильтр на прямоугольном волноводе с диэлектрическими диафрагмами. Пятак Н. И., Коробкин В. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 74—78.

Произведен расчет собственной добротности резонатора, образованного диэлектрическими диафрагмами, состоящими из диэлектрических слоев, разделенных воздушными промежутками. При определенных параметрах диэлектрических диафрагм добротность такого резонатора может быть больше, чем у соответствующего резонатора с металлическими диафрагмами. Приведены экспериментально снятые характеристики фильтра-резонатора. Обсуждаются преимущества рассматриваемого устройства и его возможные применения.

Ил. 2. Библиогр. 2.

УДК 621.315.592

Вольт-амперная характеристика области пространственного заряда $p+n$ -перехода. Шеховцов Н. А., Шеховцова Н. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 78—88.

Рассмотрена ВАХ области пространственного заряда p^+-n перехода с постоянными концентрациями акцепторов в p^+ и доноров в n областях, не содержащими рекомбинационных центров, с учетом изменения потенциала заряда дырок и ионов. Концентрация неосновных носителей заряда на границах области пространственного заряда p^+-n перехода определяется стремлением процессов к равновесному состоянию с нулевым током независимо от величины и полярности напряжения, нарушившего состояние термодинамического равновесия. Рассчитанные ВАХ германиевых p^+-n переходов с различными концентрациями доноров в n области хорошо согласуются с полученными экспериментальными ВАХ.

Ил. 1. Библиогр. 10.

УДК 621.382.2

Переход диода Ганна из пролетного режима работы в гибридный. Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 88—92.

Ганна в резистивной цепи в зависимости от величины активной нагрузки и приложенного напряжения. Показано, что в результате увеличения времени формирования и рекомбинации домена, уменьшения времени дрейфа домена с увеличением нагрузки и приложенного напряжения частота колебаний и к. п. д. генератора возрастают (к. п. д. составляет $\sim 10\%$ и значительно превышает к. п. д. обычной резистивной схемы). Определены критерии перехода в гибридный режим в резистивной цепи и области существования гибридного режима в зависимости от n_0 и L с учетом ширины вольт-амперной характеристики диода и нижней по n_0L границы существования доменного режима.

Ил. 2. Библиогр. 4.

УДК 621.382.029.64

Полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн. Доманова Е. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 92—94.

Описывается конструкция полупроводниковых амплитудных модуляторов миллиметровых и субмиллиметровых волн. Модуляторы выполнены в виде волноводного фланца размером $20 \times 30 \times 4$ мм с полупроводниковым управляющим элементом, расположенным в специальной проточке во фланце и перекрывающим сечение волновода. Полупроводниковый элемент представляет собой пластинку полупроводника с $p-n$ и $n-n^+$ контактами.

В зависимости от длины волны и конструкции элемента начальные потери модуляторов не превышают 1—3 дБ, коэффициент модуляции — 60—95%, частота управления 80 кГц на уровне 0,7, токи управления 30—100 мА, напряжение 2—5 в.

Ил. 1.

УДК 621.382.029.64

Многослойный полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн. Доманова Е. А., Зубрицкий Л. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 94—97.

Рассматривается слоистый полупроводниковый модулятор в виде стопы плоских кремниевых диодов в режиме изменения концентрации инжектируемых носителей заряда по всему объему базы и в условиях изменения концентрации лишь вблизи $p-n$ перехода. Получена глубина модуляции на частоте 300 кГц 80% для объемного изменения проводимости и 20% на частоте 6 МГц при изменении проводимости только у границы $p-n$ переходов.

Ил. 1.

УДК 621.382.(088.8)

Характеристики германиевого балансного магнитотранзистора. Валитов Р. А., Доманов В. А., Зубрицкий Л. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 97—99.

Рассматриваются вольт-амперные характеристики балансного германиевого магнитотранзистора. Показана высокая чувствительность (5 мВ/гаусс) и линейность зависимости выходного сигнала прибора от магнитного поля. Рассмотрены зависимости выходного сигнала при одновременном изменении магнитного поля и тока инжекции неосновных носителей.

Ил. 2. Библиогр. 4.

УДК 537.311.33:537.312.9

Влияние многократного знакопеременного нагружения на температурную зависимость проводимости кремния. Чаркина И. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 100—101.

Рассмотрено влияние многократного знакопеременного деформирования на зависимость проводимости кремния от температуры. Вычисление энергии активации показало, что ее величина для кремния n -типа растет, а для кремния p -типа уменьшается при увеличении числа циклов нагружения.

Предполагается, что при многократном знакопеременном нагружении кремния при нагрузках до 5 кГ/мм^2 образуются дополнительные акцепторные уровни.

Ил. 2. Библиогр. 3.

УДК 537.525.1

Детекторные характеристики газоразрядных индикаторов электромагнитных волн. Гаврик А. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 101—103.

Для газоразрядных детекторов с индикацией по разрядному току находится функция распределения электронов по скоростям и приращение разрядного тока под действием переменного электрического поля (детекторный ток).

Рассмотрены отдельно случаи высокой и низкой частот переменного поля и разных напряженностей постоянного и переменного полей.

Ил. 2.

УДК 537.525.6

Экспериментальная проверка диффузионной теории постоянной составляющей тока СВЧ-разряда. Вязьмитинов И. А., Костин В. Н. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 104—107.

Показано, что при симметричном распределении диффузионного потенциала в разрядном промежутке постоянная составляющая тока СВЧ-разряда равна нулю.

Ил. 2. Библиогр. 7.

УДК 538.569:537.525.9

Влияние неоднородного ВЧ-поля на пристеночный слой плазмы тлеющего разряда. Белоус В. В. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 107—110.

Исследована частотная зависимость приращения плавающего потенциала ΔU кольцевого пристеночного зонда в положительном столбе тлеющего разряда в воздухе при давлении 2 тор под действием неоднородного ВЧ-поля, созданного системой из 5 пар металлических колец, надетых на трубку и соединенных через одно.

Показано, что при увеличении частоты f ВЧ-поля от 1 до 100 кГц ΔU растет от нуля до максимума, что объясняется уменьшением сопротивления высокочастотному току емкости внешнее кольцо — зонд. При увеличении f от 100 кГц до 22 мГц ΔU спадает до нуля (при $f \sim 5$ мГц), а затем меняет знак вследствие уменьшения амплитуды колебаний электронов в ВЧ-поле. Зависимости ΔU и ширины темного пристеночного слоя от f (1 кГц—5 мГц) аналогичны.

Ил. 1. Библиогр. 3.

УДК 537.525

О механизме тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 110—113.

На основании сравнения разряда с цилиндрическим полым катодом с разрядом в коаксиальной системе электродов показано, что без наличия условий для колебательного движения электронов в сечении катодной полости эффект полого катода отсутствует. Обнаружена возможность значительного уменьшения напряжения горения разряда с полым катодом с помощью инжекции быстрых электронов от вспомогательного разряда.

Ил. 1. Библиогр. 6.

УДК 621.387.132.223

О влиянии поперечного магнитного поля на электрическую прочность импульсных тиратронов. Сорокина В. М., Костин В. Н., Гершкович И. Ш. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 113—115.

Исследована зависимость времени восстановления электрической прочности импульсного тиратрона ТГИ-3/1 от длительности и амплитуды поджигающего сеточного импульса, от величины амплитуды и длительности импульса анодного тока, от напряжения смещения и от величины напряженности поперечного магнитного поля. Показано, что при напряженности магнитного поля $H = H_{\text{опт}}$ и при длительности сеточного поджигающего импульса $\tau_c = \tau_{c,\text{опт}}$ время восстановления электрической прочности достигает напряженностью $H = H_{\text{опт}}$ время восстановления электрической прочности минимального значения. Установлено, что при наложении магнитного поля напряженностью $H = H_{\text{опт}}$ время восстановления электрической прочности всегда на 20—40% меньше, чем в случае $H = 0$.

Ил. 1. Библиогр. 5.

УДК 621.315.592

Увлечение заряженных частиц электромагнитной волной. Кокодий Н. Г., Ефимов В. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 116—120.

Решено уравнение движения заряженной частицы в поле интенсивной плоской волны при наличии постоянного магнитного поля. Используется метод последовательных приближений. Найдено первое приближение. Заряженная частица движется в направлении распространения волн. Эффект значительно усиливается, если частота излучения близка к циклотронной частоте. Численные оценки показывают возможность использовать эффект для индикации электромагнитного излучения или как метод ускорения заряженных частиц.

Библиогр. 3.

УДК 621.373.84

К вопросу о стабилизации частоты СВЧ генераторов. Катрич А. Б., Ленцов Н. П. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 120—124.

Разработана схема частотной автоподстройки СВЧ-генераторов типа ЛОВ, клистрон, позволяющая получить высокую стабильность в широком диапазоне частот. Сконструирован опытный образец с относительной нестабильностью $1 \cdot 10^{-7}$ и выходной мощностью до 10 Вт в диапазоне 8,0—10 ГГц. Ил. 2. Библиогр. 3.

УДК 539.283.078

ЯМР-релаксометр. Гулия Б. А., Емец Б. Г. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 124—126.

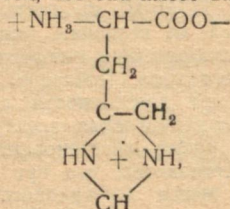
Приведена и описана блок-схема установки для измерения кинетических параметров вещества (коэффициент диффузии, времена спин-решеточной и спин-спиновой ядерной релаксации). Широкое использование в установке аппаратуры, выпускаемой отечественной промышленностью серийно, обеспечивает надежность работы и простоту изготовления. Приведена принципиальная схема программирующего устройства, позволяющего вести измерения в трех режимах: а) определение коэффициента диффузии; б) времени спин-решеточной ядерной релаксации; в) времени спин-спиновой ядерной релаксации.

Ил. 2. Библиогр. 5.

УДК 538.69:538.124

Об изучении методом ЭПР структуры радиационного дефекта, образующегося в кристаллах γ -облученного DL-гистидина HCl. Комарь И. Н., Николов О. Т. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 126—130.

В работе на основании анализа спектров ЭПР облученных монокристаллов DL-гистидина HCl уточняется структура образующегося в нем радиационного дефекта и показывается, что она имеет вид



причем только магнитные ядра группы $+\text{NH}_3$ не дают заметного вклада в вид спектра.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 7.

УДК 621.317.335.3

Определение гидратации по низкочастотной проводимости растворов. Снопик Л. М. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 130—133.

Предложен метод определения гидратации одной из компонент трехкомпонентных водных растворов по значениям их низкочастотной проводимости. Получены значения гидратации глюкозы, мальтозы, сахарозы и лактозы в одно- и трехпроцентном растворах NaCl.

Табл. 1. Библиогр. 3.

УДК 621.317.335.3

Определение количества свободной воды в сыворотке крови диэлектрическим методом. Степин Л. Д., Снопик Л. М., Губский В. И. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 133—136.

Предложен метод определения количества свободной воды в многокомпонентных системах из диэлектрических измерений на СВЧ. Погрешность метода 2% при абсолютных измерениях и 0,5% — при относительных. Возможности метода проиллюстрированы измерениями количества свободной воды в сыворотке крови крыс с экспериментальным гипо- и гипертиреозом.

Табл. 2. Библиогр. 10.

УДК 621.372.8

Определение параметров магнитодиэлектриков резонаторным методом. Степин Л. Д., Степко М. Ф. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 136—139.

Изложена теория метода определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей веществ в диапазоне СВЧ с помощью цилиндрического H_{01} -резонатора при аксиальном расположении образцов. Для измерений необходимо использовать два образца, различающиеся по диаметру (или две трубки в случае жидких веществ).

Библиогр. 4.

УДК 537.217

Одна задача электростатического взаимодействия. Колтаков Ю. А. «Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника», 1974, вып. 3, с. 140—143.

Рассмотрен вопрос об электростатическом взаимодействии двух скрещивающихся бесконечных прямолинейных нитей. Показано, что силы взаимодействия не зависят от расстояния между равномерно заряженными нитями.

