УДК 539.293:538.569

В. С. Колесников, О. В. Кулик, Ю. А. Пирогов

СОГЛАСОВАНИЕ ПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ В ЗАДАЧАХ ДИАГНОСТИКИ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА

Проблема согласования с волноведущей линией тонких полупроводниковых и диэлектрических слоев связана с рядом задач диагностики электродинамических характеристик вещества, имеющегося в малых количествах.

Подобная задача согласования на СВЧ уже рассматривалась ранее [1]. Однако в предлагавшейся схеме согласования однослойного полупроводника, расположенного в волноводе перед короткозамыкающим поршнем, авторам [1] удалось получить 100%-ное поглощение падающей электромагнитной волны лишь для единственного сочетания значений проводимости полупроводниковой пластины, частоты падающего излучения и толщины образца. Задача согласования тонких слоев слабопоглощающего вещества решена в работе [2], однако результаты ее не являются универсальными и не могут распространяться, например, на случай материала с высоким поглощением.

В настоящей работе предлагается дополнить схему [1] набором согласующих попарно чередующихся четвертьволновых слоев без потерь, расположенных перед полупроводниковой пластиной (рис. 1). При этом кроме обеспечения полного согласования пластин в широком интервале значений толщины обеспечивается значительное резонансное усиление амплитуды падающей волны в полупроводниковом слое [3]. Это явление можно использовать для диагностики нелинейных свойств вещества при относительно малых амплитудах волны, падающей на резонансную многослойную структуру, в состав которой входит исследуемый полупроводниковый слой.

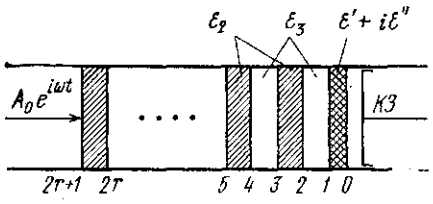

Рис. 1

Рассмотрим систему, изображенную на рис. 1. Слой справа от сечения под индексом j будем характеризовать комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_j = \varepsilon_j' + i\varepsilon_j''$ и толщиной x_j. Обозначим через $z_{\varepsilon j} = c_j + i d_j$ волновое сопротивление слоя с ε_j, нормированное на волновое сопротивление свободного пространства (далее всюду будем рассматривать нормированные таким же образом волновые сопротивления и входные импедансы). Через $z_j = a_j + i b_j$ обозначим входной импеданс в j-том сечении, а через $\gamma_j = \alpha_j + i\beta_j$ — постоянную распространения волны в j-том слое.

Будем полагать, что многослойная система включается в прямоугольный волновод, возбуждаемый на основном типе колебаний H_{10}. Введем обозначения:

$$\Lambda_j = \varepsilon_j' - (\lambda/\lambda_{кр})^2, \quad \varepsilon_j'' = -\frac{\sigma_j}{\varepsilon_0\,\omega}, \quad k = \Lambda_2/\Lambda_3,$$

где $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны в волноводе; σ_j — удельная проводимость материала j-того слоя; ω — круговая частота СВЧ-волны. Если известен входной импеданс в первом сечении, то, используя рекуррентную формулу для пересчета входных импедансов [4], можно найти входной импеданс всей системы:

$$z_{2r+1} = k^r a_1 + i k^r b_1 = k^r z_1, \tag{1}$$

где r — количество пар согласующих слоев.

Для коэффициента отражения всей системы по определению имеем

$$\Gamma = \frac{z_в - z_{2r+1}}{z_в + z_{2r+1}}, \tag{2}$$

где $z_в = \frac{1}{n} = [1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2]^{-1/2}$ волновое сопротивление волновода с вакуумным заполнением. Из (1) и (2) следует, что полное согласование имеет место при выполнении следующих условий:

$$b_1 = 0, \; a_1 = \frac{1}{n k^r}. \tag{3}$$

Первое условие можно выполнить, подбирая положение короткозамыкающего поршня. При найденном положении поршня вычисляется a_1. Выполнение второго условия можно получить, подбирая материал и количество пар согласующих четвертьволновых слоев. Таким образом, можно реализовать $\sim 100\%$-ное поглощение в МИП с рабочим слоем произвольной толщины (МИП — многослойный интерференционный поглотитель волновой энергии [2]).

В данном случае входной импеданс в нулевом сечении равен

$$z_0 = i \frac{1}{n} \operatorname{tg}(2\pi d_{кз}/\lambda_в) = i\varkappa,$$

где $\lambda_b = \lambda/n$ — длина волны в волноводе. Из условий полного согласования (3) следует, что мнимая часть входного импеданса в первом сечении $\operatorname{Im} z = 0$ (индекс 1 для простоты опустим), что достигается при значениях $\varkappa$, определяемых выражением

$$\varkappa = \frac{-[Y\sqrt{X} - (\operatorname{th}^2\alpha x + \operatorname{tg}^2\beta x)\Lambda] \pm \sqrt{D}}{2X[d \operatorname{th}\alpha x(1 + \operatorname{tg}^2\beta x) - c \operatorname{tg}\beta x(1 - \operatorname{th}^2\alpha x)]}, \tag{4}$$

где

$$D = XY(Y - 2\operatorname{th}^2\alpha x - 2\operatorname{tg}^2\beta x) - 4\sqrt{X}\Lambda \operatorname{tg}^2\beta x(1 - \operatorname{th}^2\alpha x)^2 + \\ + \Lambda^2(\operatorname{th}^2\alpha x + \operatorname{tg}^2\beta x),$$

$$X = \Lambda^2 + \varepsilon''^2, \quad Y = 1 + \operatorname{th}^2\alpha x \operatorname{tg}^2\beta x.$$

При этом выражение для z принимает вид

$$z = Y \frac{\mu_1 \varkappa^2 + \mu_2 \varkappa + \mu_3}{[Yd + \operatorname{th}\alpha x(1 + \operatorname{tg}^2\beta x)]^2 + [Yc + \operatorname{tg}\beta x(\operatorname{th}^2\alpha x - 1)]^2}, \tag{5}$$

где

$$\mu_1 = c\,\mathrm{th}\,\alpha x\,(1+\mathrm{tg}^2\beta x) + d\,\mathrm{tg}\,\beta x\,(1-\mathrm{th}^2\alpha x),$$

$$\mu_2 = 2cd(\mathrm{th}^2\alpha x + \mathrm{tg}^2\beta x),$$

$$\mu_3 = \frac{1}{\sqrt{X}}\,[c\,\mathrm{th}\,\alpha x\,(1+\mathrm{tg}^2\beta x) - d\,\mathrm{tg}\,\beta x\,(1-\mathrm{th}^2\alpha x)].$$

Таким образом, используя (5) и (1), можно вычислить по формуле (2) коэффициент отражения от многослойной системы в целом.

Для проверки полученных соотношений в 3-сантиметровом СВЧ-диапазоне осуществлен эксперимент на образцах p-InSb с $\varepsilon'=17{,}80$ и $\sigma=4{,}4$ (Ом·м)$^{-1}$. По формуле (4) для данного материала было рассчитано оптимальное положение короткозамыкающего поршня $d_{кз}$ в зависимости от толщины пластины x (рис. 2). Для определенных значений $d_{кз}$, соответствующих различной толщине пластин, по формулам (1), (2) и (5) вычислены максимальные коэффициенты поглощения $A=1-|\Gamma|^2$ для различных наборов согласующих слоев. Кривая *1* рис. 3 соответствует включению исследуемого образца без согласующих слоев; кривые *2, 3* соответствуют случаю, когда перед рабочим слоем помещена одна пара четвертьволновых согласующих слоев: слой тефлона $\varepsilon_2'=1{,}90$ и слой воздуха $\varepsilon_3'=1{,}00$. При этом кривая *2* получается, если к рабочему слою вплотную примыкает слой тефлона, а кривая *3* — когда между слоем тефлона и образцом имеется четвертьволновой слой воздуха.

Из рис. 3 следует, что для толщины слоя p—InSb порядка 0,1 см практически полное поглощение соответствует кривой *2*. Была собрана слоистая система, описываемая этой кривой: тефлон, образец и на расстоянии $d_{кз}$ — поршень. Экспериментальные точки рис. 2 и 3 получены для каждого из образцов настройкой на максимум поглощения изменением положения поршня $d_{кз}$. Видно, что имеется хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

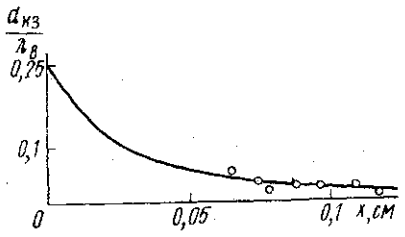

Рис. 2

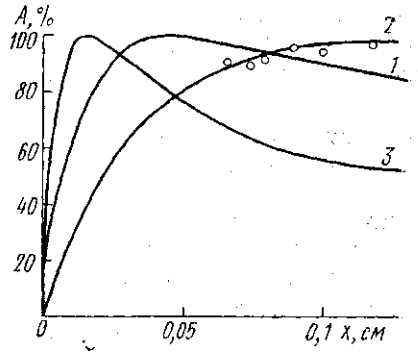

Рис. 3

Таким образом, теоретический анализ и эксперимент, проведенные в данной работе, показывают, что, изменяя материал, количество и очередность согласующих слоев, можно получить практически полное согласование для значительного интервала толщины и проводимости рабочего слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dixon S., Giordano R. F., Jacobs H. „J. Appl. Phys.", 1974, 45, 2570.
2. Баскаков А. Н., Козарь А. В. и др. «Письма в ЖТФ», 1976, 2, 891.
3. Козарь А. В., Колесников В. С., Пирогов Ю. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, 18, № 1, 78.
4. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ, т. 1. Л., 1961.

Кафедра
радиофизики СВЧ

Поступила в редакцию
01.01.78

УДК 539.12.01

Г. А. Сарданашвили

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ГИПОТЕЗЫ ДИСКРЕТНОСТИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

Гипотеза дискретности пространства микромира продолжает обсуждаться и разрабатываться [1—3] в качестве одного из вариантов преодоления трудностей, связанных с необходимостью введения всевозможных обрезающих факторов в теории поля. Так, дискретное решетчатое пространство впервые было использовано в работе Амбарцумяна—Иваненко в 1930 г. для получения асимптотически кулоновского решения уравнения Клейна—Гордона с конечной энергией электрона. Однако в целом концепция дискретности пространства не вышла за рамки разнородных гипотетических конструкций. Для того чтобы ее разработка могла быть проведена с корректных теоретико-математических позиций, прежде всего необходимо установить: 1) класс топологических пространств, формализующий представления о дискретном пространстве-времени, 2) каким образом эти пространства могут возникать в физических моделях и 3) физическую задачу, в которой дискретное пространство могло бы появиться как один из вариантов ее решения.

В большинстве предлагавшихся моделей понятие дискретности основывалось на интуитивном представлении об элементарных несвязных компонентах пространства, точки внутри которых неразличимы физическими величинами. Приемлемой его формализацией служат топологические пространства Y, в которых связной компонентой всякой точки $y \in Y$ является ее замыкание $\overline{y}$, а в отделимых Y — сама эта точка (вполне несвязные пространства). Примерами таких пространств являются дискретное топологическое пространство, рациональная прямая, топологические группы с топологией, порождаемой некоторым семейством подгрупп, аналитические многообразия и группы Ли над полями с неархимедовыми абсолютными значениями $|a| : |a+b| \leqslant \max(|a|, |b|)$. Последние делают возможным применение обычных методов для построения дискретных моделей, тем более что представления групп $GL(n)$ над такими полями изучены [4].

Пространства Y с неотделимой равномерной структурой [5, II, 1] формализуют представления о «минимальных» длинах — характеристических размерах областей пространства, в которых пространственно-временной континуум не применим для параметризации физических процессов (например, гамильтонов формализм в нелокальных моделях) и точки которых не разделяются наблюдаемыми величинами. Непрерывные числовые функции на таких пространствах постоянны на неот-