

величина I_3/I_0 составляет только 5%, а I_1/I_0 равно 0,52. Поэтому величину $E_0 = 0,7 \frac{\Delta n}{n^3 r}$ можно считать оптимальной амплитудой внешнего воздействия для описываемого модулятора. При малой разности показателей преломления Δn оптимальная величина E_0 также может быть очень мала. Однако при уменьшении Δn необходимо пропорционально увеличивать длину электрооптической среды l , чтобы разность фаз φ_0 оставалась равной π . Произведение оптимального E_0 на длину взаимодействия l не зависит от Δn и равно $(E_0 l)_{\text{опт}} = 0,35 \frac{\lambda}{n^3 r}$. т. е. в точности совпадает с соответствующей величиной для обычного модулятора света [3].

Проведенное выше рассмотрение модуляции света в среде с малой естественной анизотропией основывалось на предположении, что $\sin^2 \frac{\varphi_0 + \varphi_{\sim}}{2} = 1$. На самом деле эта величина изменяется, так как показатели преломления зависят от внешнего воздействия.

В случае линейного электрооптического эффекта в кристалле почти кубической сингонии $\varphi_0 + \varphi_{\sim}$ следующим образом зависит от внешнего воздействия:

$$\varphi_0 + \varphi_{\sim} = \frac{2\pi l \Delta n}{\lambda} \sqrt{1 + A^2}.$$

Изменение A от 0 до 0,7 при оптимальном выборе длины ячейки изменяет $\sin^2 \frac{\varphi_0 + \varphi_{\sim}}{2}$ всего на 2,5%. Таким образом, вплоть до оптимальной амплитуды внешнего воздействия проведенное выше рассмотрение может считаться справедливым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
2. Чирков Л. Е. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, 19, 1972.
3. Chen F. S. PIEEE, 58, 1440, 1970.

Поступила в редакцию
3.11 1972 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 538.566

А. В. КОЗАРЬ, Ю. А. ПИРОГОВ, В. И. СЕЛИН

ОБ ОТРАЖЕНИИ СВЧ-ВОЛНЫ ОТ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Ранее нами¹ был рассчитан коэффициент отражения СВЧ-волн от плоскопараллельной полупроводниковой пластинки, заполняющей сечение волновода. По результатам, полученным при расчете на ЭВМ, были построены графики для модуля $|\Gamma|$ и фазы φ коэффициента отражения в зависимости от проводимости образца при нескольких значениях толщины пластинки. Было обнаружено, в частности, что форма этих кривых (монотонность, крутизна, наличие экстремумов) сильно зависит от толщины пластинки. С тем, чтобы выявить эту зависимость, расчеты были продолжены в настоящем сообщении. В данной заметке более полно, чем в предыдущих, проведена экспериментальная проверка численных расчетов коэффициента отражения СВЧ-волны от полупроводникового слоя. Тогда как ранее такая проверка проведена лишь в одной расчетной точке — для пластины Ge с удельной проводимостью $10 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ и толщиной 1,2 мм.

Здесь же сообщается о результатах измерений в 14-ти точках, с помощью которых уверенно просматривается зависимость коэффициента отражения от толщины образца при постоянной удельной проводимости. Результаты расчета на ЭВМ представ-

¹ А. В. Козарь, Ю. А. Пирогов. «Вестн. Моск. ун-та» физ., астрон., 12, № 5, 1972.

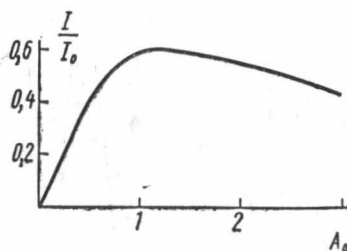


Рис. 3

лены на рис. 1, где изображена зависимость $|\Gamma|$ от толщины полупроводниковой пластины d в единицах λ_e ; $\lambda_e = \lambda / \sqrt{\frac{\Lambda \epsilon' - \epsilon'' + \Lambda}{2}}$ — длина СВЧ-волны в полупроводниковом слое, λ — длина СВЧ-волны в свободном пространстве, $\Lambda = \epsilon' (\lambda / \lambda_c)^2$, $\epsilon' = 16$ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводниковой пластины Ge, λ_c — критическая длина волны $\Sigma = \sigma / \omega \epsilon_0$, σ — удельная проводимость пластины, ω — частота СВЧ-волны, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума.

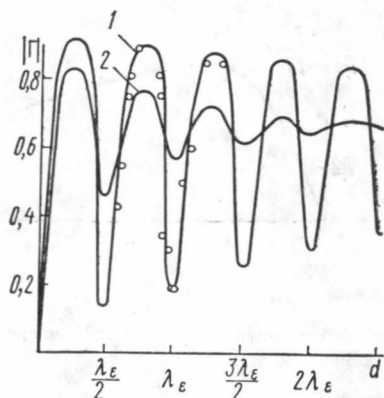


Рис. 1. Зависимость модуля $|\Gamma|$ коэффициента отражения СВЧ-волны от толщины полупроводниковой пластины d и ее удельной проводимости σ 1 — $\sigma=1$, 2 — $\sigma=8 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ (— — расчет, о — эксперимент)

Как видно из графиков, $|\Gamma|$ с изменением d при малых проводимостях сильно осциллирует. При увеличении d глубина осцилляций уменьшается и величина $|\Gamma|$ стремится к стационарному значению, равному модулю коэффициента отражения от полубесконечной среды с данной проводимостью σ . Причем, чем больше σ , тем при меньших толщинах осциллирующая кривая зависимости $|\Gamma|$ от d становится стационарной, а значение $|\Gamma|$ приближается к единице.

Если сравнить зависимость $|\Gamma| = f(d)$ (рис. 1) и $|\Gamma| = f_1(\sigma)$, $\varphi = f_2(\sigma)$ (рис. 2), то при резонансных значениях толщины пластинки $d = \frac{\lambda_e}{2} k$, ($k=1, 2, \dots$) заметим наибольшие изменения $|\Gamma|$ и φ с проводимостью (кривые 1 и 2).

На рис. 1 точки нанесены результаты измерений модуля коэффициента отражения $|\Gamma|$ от пластинок Ge ($\sigma=1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\epsilon'=16$) различной толщины. При всех измерениях использовался один и тот же образец Ge, толщина которого постепенно уменьшалась шлифовкой от $d = \frac{5}{4} \lambda_e$ до $\frac{\lambda_e}{2}$.

После каждого шага изменения толщины (примерно через 0,1 мм) проверялась плоскопараллельность пластины и замерялись ее размеры.

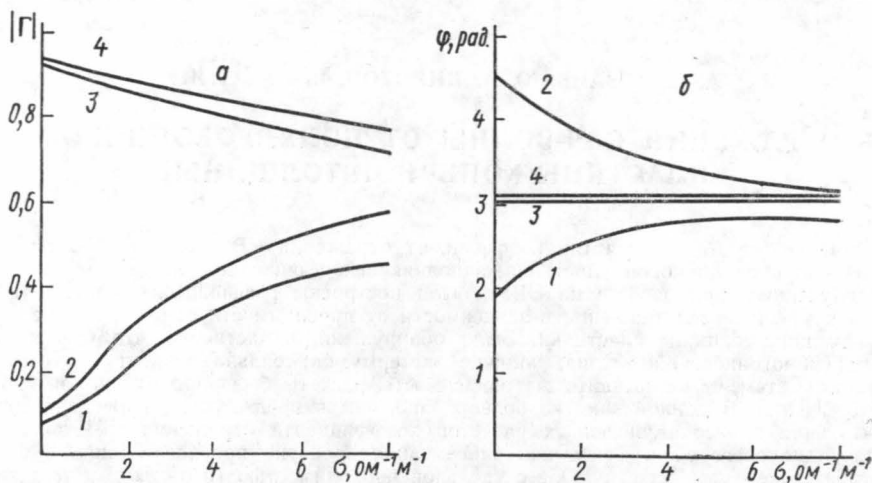


Рис. 2. Зависимость модуля $|\Gamma|$ (а) и фазы φ (б) коэффициента отражения СВЧ-волны от удельной проводимости пластины σ и ее толщины d . 1 — $d = \lambda_e/2$, 2 — $d = \lambda_e$, 3 — $d = 3/4 \lambda_e$, 4 — $d = 5/4 \lambda_e$

При СВЧ-измерениях пластинка в соответствии с расчетной моделью устанавливалась поперек прямоугольного волновода, а за нею ставилась согласованная нагруз-

ка. Измеренные значения $|\Gamma|$ совпадают с расчетными данными ($\sim 1\%$) и убедительно свидетельствуют как о правомерности выбранной для анализа электродинамической модели полупроводника («диэлектрик с потерями»), так и о корректности проведенных расчетов.

Авторы выражают благодарность А. Н. Сандалову за помощь в проведении численных расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию
26.3 1972 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 538.11

К. П. БЕЛОВ, А. Н. ГОРЯГА, Л. Г. АНТОШИНА

О ПРИРОДЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ СИСТЕМЫ $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$

Кристаллографические свойства системы ферритов $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ впервые были подробно исследованы Ониши и Тераниши [1]. Ими было получено, что в этой системе

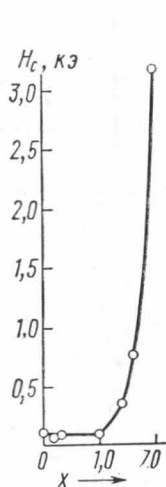


Рис. 1. Коэрцитивная сила H_c образцов системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ в зависимости от их состава при 78°K

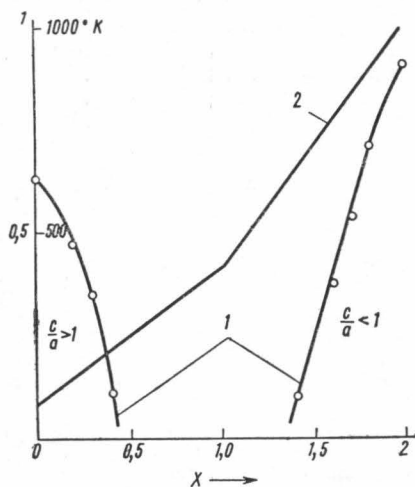


Рис. 2. Температуры тетрагонально-кубического перехода (кривая 1) и распределение ионов Cu^{2+} по А- и В-местам (кривая 2) в зависимости от содержания хрома для $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ системы

ферритов существуют образцы с тетрагонально-искаженной структурой шпинели, которая возникает в результате того, что ионы Cu^{2+} как в тетраэдрических (А-местах), так и в октаэдрических (В-местах) являются ян-теллеровскими ионами. Однако в литературе нет сведений о поведении магнитных свойств, связанных с магнитной анизотропией, в зависимости от состава системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$. Поэтому представляло интерес провести исследование намагниченности I_s , коэрцитивной силы H_c и магнитострикции λ образцов как в зависимости от температуры, так и от их состава.

Образцы системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x=0,0; 0,2; 0,3; 1,0; 1,4; 1,6; 2,0$) были приготовлены нами из окислов CuO , Fe_2O_3 и Cr_2O_3 марки ЧДА по керамической технологии, предложенной в работе [1]. В полях до 13 кэ, создаваемых электромагнитом, исследование намагниченности проводилось баллистическим методом от температуры жидкого азота до температуры Кюри θ_f , а магнитострикция изучалась с помощью тензодатчиков в интервале температур от $78,5^\circ\text{K}$ до температуры 400°K . Магнитные свойства образца CuCr_2O_4 изучались также и в импульсных магнитных полях до 200 кэ при температуре жидкого азота: магнитострикция измерялась с помощью выносного