

01;06

Влияние толщины подложки на плазменный резонанс в полупроводниковой гетероструктуре с двумерным электронным газом

© В.В. Попов, Г.М. Цымбалов

Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовский филиал)

Поступило в Редакцию 21 ноября 1997 г.

В рамках строгого электродинамического подхода получено решение задачи о возбуждении колебаний двумерной электронной плазмы в полупроводниковой гетероструктуре с решеточным элементом связи внешней плоской электромагнитной волной. Проведено исследование влияния толщины подложки на величину резонанса и на форму резонансной кривой.

Исследование резонансного поглощения электромагнитных волн двумерными ($2D$) плазмонами позволяет получить полезную информацию о свойствах $2D$ слоев пространственного заряда в GaAs/AlGaAs гетеропереходах. Для возбуждения $2D$ плазмонов на поверхности гетероструктуры формируется металлическая решетка с периодом $L \ll \lambda$, где λ — длина электромагнитной волны [1,2]. Внешняя плоская электромагнитная волна, падающая нормально на поверхность гетероструктуры с решеточным элементом связи, возбуждает $2D$ плазмоны с волновыми векторами $K_n = 2\pi n/L$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Для достижения наиболее эффективной связи решетка располагается на расстоянии $d \ll L$ от $2D$ слоя пространственного заряда и изолируется от последнего слоем широкозонного полупроводника AlGaAs, при этом коэффициент заполнения решетки W/L , где W — ширина металлических полосок, близок к единице.

В экспериментах обычно анализируются частотные зависимости (спектры) величины $\Delta T = (T_0 - T)/T_0$, где T — коэффициент прохождения (по мощности) электромагнитной волны через исследуемую структуру в заданном частотном диапазоне, содержащем частоту плазменного резонанса; T_0 — коэффициент прохождения опорного сигнала.

В качестве опорного сигнала, как правило, используется спектр прохождения электромагнитной волны через ту же структуру, но при других значениях внешних параметров (напряжение на затворном электроде, статическое магнитное поле), изменяющих свойства (проводимость) $2D$ электронного газа. Эти параметры выбираются таким образом, чтобы в спектре опорного сигнала отсутствовали резонансные особенности, связанные с возбуждением $2D$ плазменных колебаний в исследуемом частотном диапазоне.

Очевидно, что частота резонанса и форма резонансной кривой зависит не только от свойств $2D$ электронной плазмы в гетеропереходе, но также от других электрофизических и геометрических параметров исследуемой структуры и решеточного элемента связи. Причем влияние указанных факторов может оказаться весьма существенным, и его необходимо учитывать при интерпретации результатов экспериментов. Так, в работе [3] было показано, что радиационное затухание плазмонов, связанное с их рассеянием на решеточном элементе связи, может быть сравнимо по величине с диссипативным затуханием $2D$ плазмонов, определяемым конечным временем релаксации импульса электронов в $2D$ плазменном слое τ . Дополнительный учет диэлектрических потерь (введение комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$) в слоях материалов, образующих гетероструктуру, наряду с учетом электронной релаксации и радиационного затухания, позволил количественно объяснить [4] экспериментально наблюдаемую в [1] ширину линии плазменного резонанса. Проведенные в [3,4] результаты были получены в рамках строгого электродинамического подхода, развитого в [5,6].

В данной статье с использованием подхода [5,6] исследовано влияние толщины подложки (полуизолирующий GaAs) на форму кривой плазменного резонанса в полупроводниковой гетероструктуре GaAs/AlGaAs с $2D$ электронным газом. Расчеты проводились для параметров структуры, используемой в экспериментах [1]: $L = 8.7 \cdot 10^{-5}$ см; $d = 8 \cdot 10^{-6}$ см; $W/L = 0.90$; $\varepsilon'_{\text{GaAs}} = 12.8$; $\varepsilon'_{\text{AlGaAs}} = 11$; поверхностная концентрация электронов в гетеропереходе $N_s = 6.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.

На рис. 1 приведены расчетные графики частотных зависимостей коэффициентов прохождения исследуемого и опорного сигналов, полученные без учета диссипации ($\tau \rightarrow \infty$, $\varepsilon'' = 0$) при толщине подложки $h = 300$ мкм. В качестве опорного сигнала выбран спектр прохождения электромагнитной волны через исследуемую структуру в отсутствие

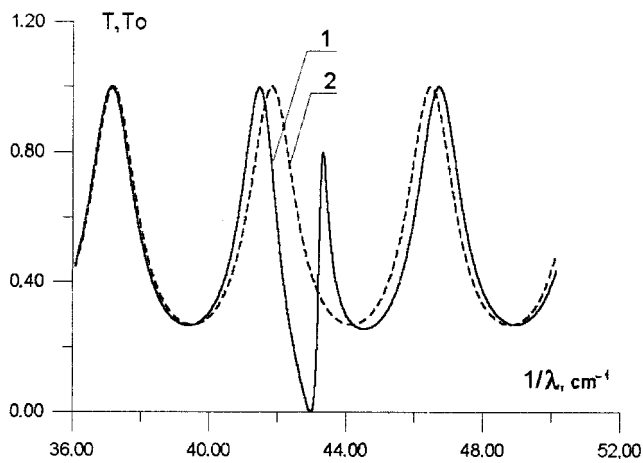


Рис. 1. Спектры прохождения исследуемого (кривая 1) и опорного (кривая 2) сигналов.

слоя электронной плазмы $N_s = 0$). На частоте плазменного резонанса ($1/\lambda = 1/\lambda_R = 43 \text{ cm}^{-1}$) коэффициент прохождения T уменьшается до нуля, т.е. электромагнитная волна полностью отражается от структуры. Ситуация здесь аналогична отражению волны в длинной линии от нагрузки в виде последовательного колебательного контура в режиме резонанса напряжений в контуре [7]. Величина T вне резонанса и величина T_0 периодически изменяются с частотой вследствие интерференции электромагнитной волны в подложке. Небольшой сдвиг исследуемого и опорного спектров на рис. 1 связан с влиянием конечной (в отсутствие потерь — чисто реактивной) проводимости $2D$ плазменного слоя на эффективную оптическую толщину подложки.

Вычисленные с использованием спектров T и T_0 частотные зависимости величины ΔT показаны на рис. 2 для различных значений толщины подложки h . Интерференционные эффекты в подложке приводят к искажению формы резонансной кривой по сравнению со случаем $h \rightarrow \infty$. Осцилляции величины ΔT вне резонанса связаны со сдвигом спектров исследуемого и опорного сигналов (рис. 1). Естественно, что в отсутствие диссипации значение ΔT в резонансе достигает 100% независимо от толщины подложки (рис. 2, *a*). С учетом диссипации (рис. 2, *b*) высота

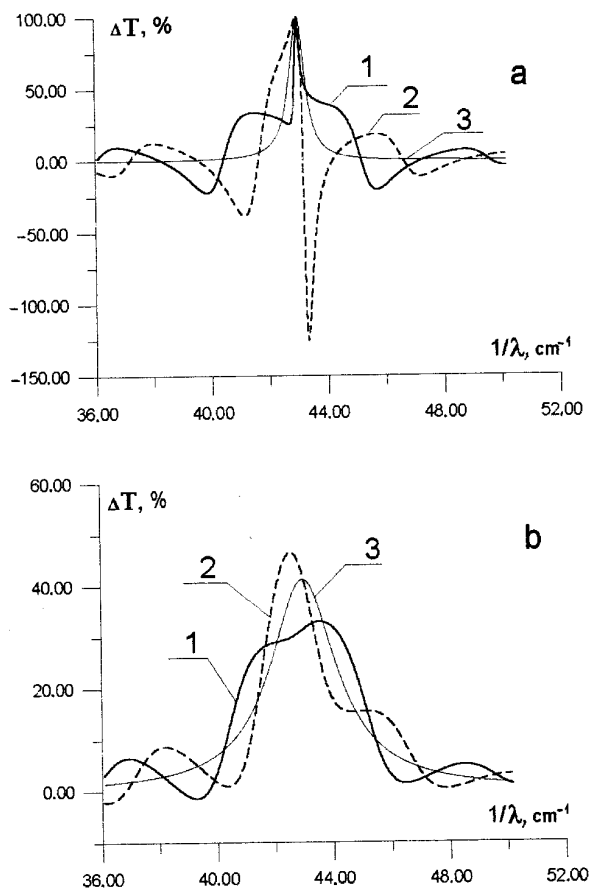


Рис. 2. Резонансные кривые для различных значений толщины подложки h : 1 — 310 μm ; 2 — 300 μm ; 3 — $h \rightarrow \infty$. *a* — без учета диссипации; *b* — с учетом диссипации ($\tau = 7 \cdot 10^{-12}$ s, $\epsilon'' = 0.37$).

резонансной кривой зависит от толщины подложки и при выбранных параметрах структуры может изменяться от 30 до 50%. При этом наибольшая величина резонанса, т.е. наиболее эффективное возбуждение $2D$ плазмонов, реализуется при $h = n\lambda_R/2\sqrt{\epsilon_{\text{GaAs}}}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$),

т. е. в том случае, когда плазменный резонанс возникает на максимуме интерференционной кривой (рис. 1).

Как правило, интерференционные эффекты в подложке рассматриваются экспериментаторами как нежелательные и для их устранения специально нарушается плоскопараллельность подложки [1,2]. Такие условия экспериментов наиболее близки к случаю полубесконечной подложки. Действительно, кривая 3 на рис. 2, b наиболее близка к экспериментальной резонансной кривой [1]. В данной работе показано, что с помощью специального выбора толщины подложки можно существенно увеличить эффективность возбуждения $2D$ плазмонов внешней электромагнитной волной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19211а).

Список литературы

- [1] *Batke E., Heitmann P., Tu C.W.* // Phys. Rev. 1986. V. 34. N 10. P. 6951–6960.
- [2] *Heitmann P.* // Surface Sci. 1986. V. 170. N 1–2. P. 332–345.
- [3] *Матов О.Р., Полищук О.В., Попов В.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 16. С. 86–89.
- [4] *Матов О.Р., Полищук О.В., Попов В.В.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 37–39.
- [5] *Матов О.Р., Полищук О.В., Попов В.В.* // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. В. 12. С. 2242–2250.
- [6] *Matov O.R., Polischuk O.V., Popov V.V.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1993. V. 14. N 7. P. 1455–1470.
- [7] *Фальковский О.И.* Техническая электродинамика. М.: Связь, 1978. 432 с.