

Физико-технический  
институт им.А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
17 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 2

26 января 1990 г.

Об.2

© 1990

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ $n$ -GaAs ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН (ПЭВ)

В.В. В а й ч и к а у с к а с, Г.Н. Ж и ж и н,  
Р.А. К а и о к а с, Э.К. М а л д у т и с,  
В.А. Я к о в л е в

Для определения плазменного вклада на оптические константы легированных полупроводников достаточно знать плазменную частоту  $\omega_p$  и константу затухания плазмонов  $\gamma$ . Оба эти параметра определяются из анализа спектров ИК отражения [1]. Однако в случае сильного легирования полупроводников ( $\omega_p \sim \omega_{LO}$ ,  $\omega_{LO}$  - частота продольных оптических колебаний решетки) из-за плазмон-фононного взаимодействия и непараболичности зоны проводимости эффективная масса электрона  $m_{opt}^*$ , найденная из оптических измерений, отличается от действительной  $m^*$ . Поэтому определение плазменной частоты  $\omega_p = \left( \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty} \right)^{1/2}$  по плазменному краю отражения осложняется и приводит к ошибкам [1, 2]. Дисперсионная кривая поверхности поляритонов при этом расщепляется на две ветви [3], причем нижняя ветвь при малых волновых векторах является плазменного типа, т.е. параметры ПЭВ определяются свойствами электронной подсистемы полупроводника. Длина пробега ПЭВ в этой области частот может служить для определения концентрации свободных электронов  $N$  [4]. Однако при одновременной зависимости  $\omega_p$  и константы затухания плазмонов  $\gamma$  от  $N$  их надо мерить независимо.

В настоящей работе рассмотрено применение метода спектроскопии ПЭВ дальнего ИК диапазона для определения плазменной частоты и константы затухания плазмонов.

Эксперименты проводились с помощью автоматизированного спектрометра ПЭВ дальнего ИК (ДИК) диапазона [5]. Источником излучения служил перестраиваемый по частоте ДИК лазер,

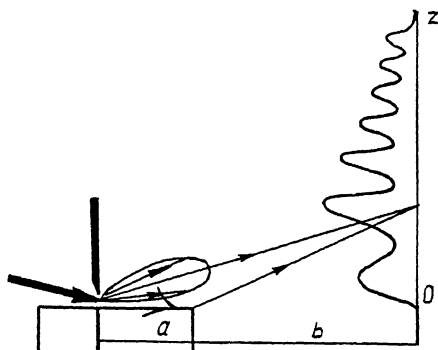


Рис. 1. Ход лучей в экспериментах по фазовой спектроскопии ПЭВ (а - расстояние распространения ПЭВ по образцу, в - расстояние от края образца до приемника излучения).

Т а б л и ц а 1

$N, \text{см}^{-3}$	$\omega_p, \text{см}^{-1}$	$\gamma, \text{см}^{-1}$	$\delta_1, \text{мкм}$	$\delta_2, \text{мкм}$	$L, \text{см}$	$n'_{\text{эф}}$
$7 \cdot 10^{17}$	275	47	195	2.07	0.33	1.0043
$3.3 \cdot 10^{18}$	570	61	270	0.91	0.81	1.0014
$7 \cdot 10^{18}$	795	74	402	0.70	1.59	1.00070

работающий в диапазоне частот  $(50-150) \text{см}^{-1}$ . Возбуждение ПЭВ осуществлялось апертурным методом, обратное преобразование ПЭВ в объемную волну - призмой НПВО из кремния. Автоматизация экспериментов выполнена в стандарте КАМАК и ЭВМ ДВК-2. Установка позволяла получить длину пробега ПЭВ с точностью  $\pm 5\%$ . Кроме того, из анализа интерферограмм, полученных при интерференции срывающейся с края образца ПЭВ с дифрагированным от экрана излучением (рис. 1), можно было получить действительную часть волнового вектора ПЭВ  $k'$ , где

$$k^* = \frac{\omega}{c} \left( \epsilon^* / (\epsilon^* + 1) \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Образцы *n-GaAs*(100) марки АГЧТ-1 представляли стандартные пластинки диаметром  $\phi 30$  с концентрацией легирующей примеси  $1.4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ , которая определялась по эффекту Холла.

В табл. 1 представлены полученные путем решения дисперсионного уравнения (1) значения параметров ПЭВ; глубина проникновения поля ПЭВ в воздух ( $\delta_1$ ) и в полупроводник ( $\delta_2$ ), длина пробе-

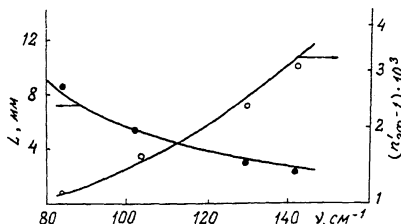


Рис. 2. Частотная зависимость длины пробега ПЭВ ( $L$ ) и действительной части показателя преломления ПЭВ ( $n'_{эф}$ ) для  $n$ -GaAs. Сплошная линия – расчет при  $\omega_p = 510 \text{ см}^{-1}$ ,  $\gamma = 74 \text{ см}^{-1}$ .

га  $L$ , действительная часть показателя преломления  $n'_{эф} = ck'/\omega$  при различных концентрациях примесей на частоте  $\omega = 103 \text{ см}^{-1}$ . С увеличением концентрации электронов локализация поля ПЭВ меняется, все большая доля энергии ПЭВ переносится по воздуху, поэтому действительная часть показателя преломления уменьшается.

Принимая, что в исследуемой области частот вклад фононов в  $\epsilon$  незначительный, экспериментально измеряемые величины и  $n'_{эф}$  можно выразить непосредственно через параметры плазмонов. При  $|\epsilon| \gg 1$  волновой вектор ПЭВ  $k$  равен:

$$k^* \approx 1 - (2\epsilon^*)^{-1}, \quad (2)$$

$$a \quad L = \frac{\epsilon_\infty}{2} \left( \frac{\omega^2 - 2\omega_p^2 - \gamma^2}{\omega_p^2 \cdot \gamma} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \cdot \gamma} \right), \quad (3)$$

$$n'_{эф} = 1 + \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^4 - \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \frac{\omega^2 \cdot \gamma^2}{\omega_p^4}}{\left[\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 - 1\right] + \frac{\omega^2 \cdot \gamma^2}{\omega_p^4}}. \quad (4)$$

Для сильнолегированных полупроводников в дальней ИК области спектра  $\omega_p^2 \gg \omega^2$ ,  $\gamma^2$ , поэтому из (3), (4) следует:

$$L = \frac{\omega_p^2 \cdot \epsilon_\infty}{2\pi\omega^2 \cdot \gamma}, \quad (5)$$

$$n'_{эф} = 1 + \frac{1}{2\epsilon_\infty} \frac{\omega^2}{\omega_p^2 - 2\omega^2}. \quad (6)$$

Как видно, низкочастотная плазменная ветвь описывается моделью Друде, как и для металлов. Из (6) следует, что действительная часть показателя преломления ПЭВ зависит только от частоты ПЭВ и плазменной частоты, поэтому может послужить для определения последней. Частоту соударений электронов находим из (5).

Т а б л и ц а 2

	ИК отражения	ПЭВ ( $\omega = 103 \text{ см}^{-1}$ )	Метод Холла
$\omega_p, \text{ см}^{-1}$	506	510	398
$\gamma, \text{ см}^{-1}$	71	74	38

Частотная зависимость  $L$  и  $n_{\text{эф}}$  представлена на рис. 2. В области исследуемых частот экспериментальные результаты хорошо описываются уравнениями (5) и (6). Однако дальнейшее увеличение частоты ПЭВ к частоте продольных оптических колебаний решетки ( $\omega_{\text{TO}} = 268 \text{ см}^{-1}$ ) должно привести к увеличению коэффициента поглощения ПЭВ, поэтому вкладом фононов при этом пренебрегать нельзя. При произвольных значениях  $\omega_p$ ,  $\omega$ ,  $\gamma$  выражения (5), (6) усложняются. В этом случае  $\omega_p$  и  $\gamma$  определяются путем численного решения на ЭВМ дисперсионного уравнения (1). Для сравнения плазменная частота определялась нами из спектров ИК отражения в области  $(200 + 1000) \text{ см}^{-1}$  путем подгонки параметров плазмонов до наилучшего совпадения с экспериментом. Получено, что определенные значения оптическими бесконтактными методами близки по величине (см. табл. 2). Они хорошо согласуются с результатами работы [1].

Методика Холла дает заметно отличающиеся значения, что может быть объяснено вкладом контактов на результаты измерений. Кроме того, надо иметь в виду, что электрическая проводимость может значительно отличаться от оптической  $\sigma_{\text{opt}}$  ( $\sigma_{\text{opt}} = \omega_p^2 / 4\pi\gamma$ ). Так, для разных металлов отношение  $\sigma/\sigma_{\text{opt}}$  колеблется в пределах  $0.3 + 2.8$  [6].

Таким образом, на основе исследований связанных плазмонфононных поверхностных волн в  $n\text{-GaAs}$  разработана методика определения плазменной частоты и константы затухания плазмонов. Нет никаких ограничений для ее применения и для других полупроводников. По нашему мнению, эта методика перспективна для исследования механизмов рассеяния электронов в приповерхностной области полупроводников, в том числе при внешних воздействиях (температуры, магнитного поля, лазерного излучения), а также для исследования более сложных структур с двумя и более границами раздела.

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Chandrasekhar H.R., Ramdas A.K. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1511.  
 [2] Gorai V. // Infrared Physics. 1981. V. 21. N 2. P. 101.