

## ПРИРОДА СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЯХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

*Е.В.Берегулин, С.Д.Ганичев, К.Ю.Глух, Г.М.Гусев, З.Д.Квон, М.Ю.Мартисов,  
А.Я.Шук, И.Д.Ярошецкий*

Обнаружена быстрая субмиллиметровая фотопроводимость в инверсионных слоях на поверхности Si. Малое время фотоотклика (менее 40 нс) и общность свойств резонансной и нерезонансной фотопроводимости позволяют связать эффект с разогревом двумерного электронного газа.

Природа субмиллиметровой отрицательной фотопроводимости (ФП) в двумерном электронном газе на поверхности Si продолжает оставаться предметом дискуссии (см., например, <sup>1, 2</sup>). Обсуждается два механизма ее возникновения: за счет разогрева всей структуры – болометрическая модель, и за счет чисто электронных (в том числе и разогревных) процессов. Неоднозначность ситуации обусловлена, в частности, тем, что до настоящего времени нет прямых экспериментальных доказательств того или иного механизма.

В данной работе впервые обнаружена быстрая ( $< 40$  нс) субмиллиметровая ФП, обусловленная как друдевским поглощением (нерезонансная ФП), так и межподзонными переходами (резонансная ФП). Наличие быстрой кинетики ФП ( $< 40$  нс) прямым образом свидетельствует о том, что в обоих случаях ФП имеет одну и ту же природу и определяется, как будет показано ниже, разогревом электронного газа.

Экспериментальные образцы представляли собой МОП-транзисторы с толщиной подзатворного диэлектрика  $d \sim 1200$  Å, изготовленные на поверхности кремния, отклоненной на угол  $9,5^\circ$  от поверхности (100) вокруг направления [011]. Как показано в <sup>3</sup>, это позволяет возбуждать оптические переходы между квантовыми подзонами при нормальном падении света. Максимальная подвижность электронов в инверсионном канале  $\mu$  при температуре эксперимента ( $T = 4,2$  К) составляла  $1,7 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с. В качестве источника излучения использовался импульсный субмиллиметровый лазер на NH<sub>3</sub> с оптической накачкой от TEA CO<sub>2</sub>-лазера <sup>4</sup>. Длина волны излучения составляла 90,55 мкм ( $\hbar\omega = 13,7$  мэВ), длительность импульса 40 нс. Плотность мощности на образце варьировалась от 10 до  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Образец включался в схему измерения фотопроводимости с временным разрешением 40 нс.

Зависимости ФП от напряжения на затворе, как и следовало ожидать, различались для разных ориентаций вектора напряженности электрического поля света  $E$ . Когда вектор  $E$  ориентирован перпендикулярно направлению  $[011]$ , зависимость фотопроводимости от напряжения на затворе  $V_3$  (рис. 1) имеет резкий пик, свидетельствующий о возникновении межподзонного резонанса между квантовыми подзонами "0" и "1", расстояние между которыми при  $V_3 = 5,1$  В соответствует энергии кванта излучения <sup>3</sup>. При ориентации  $E$  параллельно  $[011]$  резонансное увеличение ФП отсутствовало.

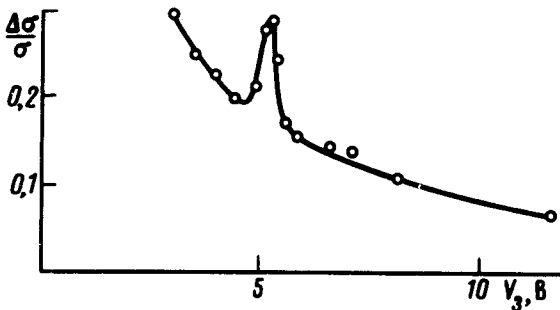


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma$  от напряжения на затворе  $V_3$  при  $E \perp [011]$

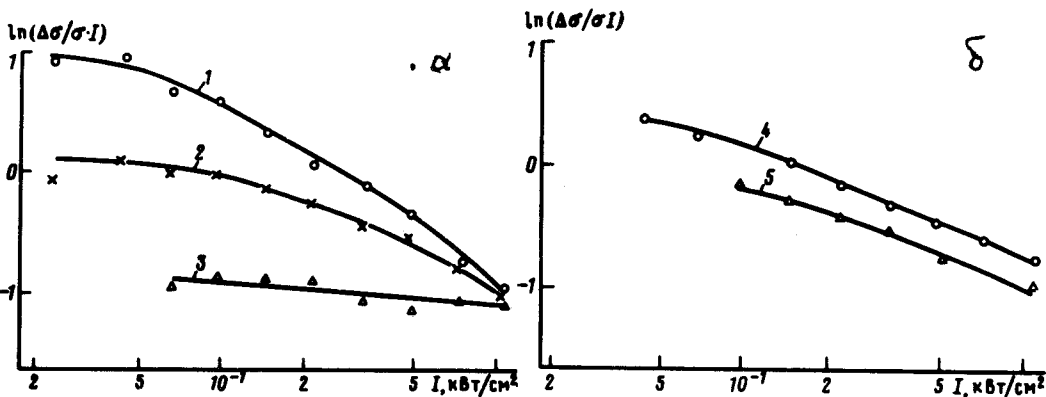


Рис. 2. Зависимость  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \frac{1}{I}$  от интенсивности света в случае  $E \perp [011]$  при различных напряжениях на затворе:  $a$  - нерезонансная ФП  $V_3 = 1 - 2$  В,  $2 - 4$  В,  $3 - 7$  В;  $b$  - суммарная ФП в резонансе  $4: V_3 = 5,1$  В и вблизи него  $5: V_3 = 5,2$  В

При увеличении интенсивности света на образце наблюдается насыщение ФП (рис. 2а, б). Из рис. 2а видно, что для нерезонансной ФП сильная нелинейность наблюдается при малых  $V_3$ , с ростом  $V_3$  нелинейность уменьшается и при  $V_3 = 7$  В практически отсутствует. На рис. 2б приведены зависимости суммарной ФП в точках, соответствующей точному резонансу ( $V_3 = 5,1$  В), и смещенной от него ( $V_3 = 5,2$  В). Видно, что они имеют одинаковые зависимости от интенсивности света. Отметим также, что в исследованном диапазоне  $I$  в области резонанса наблюдается постоянство отношения суммарной ФП к нерезонансной ее части.

Обсудим полученные результаты.

В нерезонансной области ФП связана с поглощением на свободных носителях, для которого в случае рассеяния на шероховатостях было получено выражение:

$$\alpha = \frac{2e^3 g_v [\exp \Delta - 1]}{c m_{\parallel} \mu n \Delta^3 k T} \int_0^{\infty} \frac{(2x + \Delta) dx}{(1 + \exp(x - \xi)) (\exp(\xi - x) + \exp \Delta)}$$

здесь  $\Delta = \hbar\omega/kT$ ,  $\xi = \epsilon_F/kT$ , где  $e$  — заряд электрона,  $g_v$  — кратность долиного вырождения,  $c$  — скорость света,  $m_{||}$  — продольная эффективная масса,  $n$  — показатель преломления,  $\epsilon_F$  — энергия Ферми,  $k$  — постоянная Больцмана. Величины коэффициента поглощения, полученные по формуле, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными в области длин волн от 200 до 1000 мкм<sup>5</sup>.

В результате поглощения света при не прямых оптических переходах происходит фотовозбуждение носителей заряда, которые передают свою энергию основной массе частиц. Это приводит к увеличению электронной температуры  $T_e$ . В исследуемых образцах  $\mu$  с разогревом уменьшается, что объясняет наблюдаемый отрицательный знак ФП. Падение величины ФП с ростом концентрации двумерных электронов  $n_s$  (рис. 1) связано с уменьшением при этом величины  $\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T_e}$ .

Наблюдаемая нелинейность ФП обусловлена сильной зависимостью энергетических потерь от  $T_e$ <sup>6</sup>, что приводит к насыщению последней и, следовательно, ФП с ростом  $I$ . Изменение степени нелинейности с ростом  $V_3$ , по-видимому, связано с изменением характера зависимости энергетических потерь  $\langle Q \rangle$  от электронной температуры. Возможные зависимости  $\langle Q \rangle$  от  $T_e$  и  $n_s$  рассмотрены в<sup>6</sup>.

Резонансная ФП появляется в результате прямых оптических переходов между нулевой и первой подзонами энергетического квантования. Возможны два механизма ее образования<sup>7</sup>. В первом случае изменяется подвижность носителей, участвующих в поглощении, за счет различия подвижности носителей в "0" и "1" подзонах. Во втором случае, фотовозбужденные носители быстро переходят в нулевую подзону и отдают свою избыточную энергию, как и в нерезонансном случае, основной массе частиц, приводя к электронному разогреву. Из наблюдаемых в эксперименте нелинейных зависимостей следует, что резонансная фотопроводимость обусловлена электронным разогревом, так как лишь в этом случае нелинейность ФП в резонансе и вблизи него будет одинаковой (рис. 2б).

Таким образом, в данной работе впервые наблюдалась быстрая субмиллиметровая фотопроводимость и было показано, что как нерезонансная, так и резонансная фотопроводимость обусловлены электронным разогревом.

#### Литература

1. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985.
2. Neppi F., Kotthaus J.P., Koch J.F. Phys. Rev. B, 1979, 19, 5240.
3. Гусев Г.М., Квон З.Д., Магарилл Л.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 28.
4. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярошецкий И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 297.
5. Tsui D.C. et al. Surf. Sci., 1978, 73, 419.
6. Карнус В. ФТП, 1986, 20, 12.
7. Маргисов М.Ю., Шик А.Я. ФТП, 1986, 20, 1553.