

ВНУТРИЗОННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В p -Ge

А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, Б.С.Рышкин, С.М.Рышкин,

И.Д.Ярошецкий

Благодаря наличию оптических переходов между подзонами валентной зоны германия V_1 и V_2 имеется интенсивное поглощение инфракрасного излучения в диапазоне $9 + 25$ мкм [1]. При этом изменяется подвижность дырок и, в принципе, можно зарегистрировать изменение проводимости. Однако, вследствие очень малых времен релаксации использование обычных источников излучения неэффективно. Удобным в этом смысле оказывается CO_2 -лазер, имеющий длину волны 10,6 мкм. При поглощении кванта $0,117$ эв носители с энергией около $0,028$ эв¹⁾ переходят из зоны тяжелых дырок V_1 , в зону легких дырок V_2 с уменьшением эффективной массы в 5,7 раз. В дальнейшем неравновесные легкие дырки за время τ_L испускают или поглощают оптические фононы и переходят опять в зону V_1 , где и термализуются за время τ_T'' [3,4]. Фотопроводимость в этом случае может быть записана следующим образом:

$$\Delta\sigma = e[\mu_L \Delta\rho_L + \mu_T' \Delta\rho_T'' - \mu_T \Delta\rho] = kl \frac{e^2}{m_T} \left[\frac{m_T}{m_T} \tau_L^2 + \tau_T' \tau_T'' - (\tau_L + \tau_T') \tau_T \right] \quad (1)$$

$$\Delta\rho = \Delta\rho_L + \Delta\rho_T''$$

где $\Delta\rho_L$ — концентрация неравновесных "легких" дырок, $\Delta\rho_T''$ — концентрация "горячих" тяжелых дырок, τ_T' — эффективное время релаксации импульса "горячей" дырки в зоне V_1 до ее термализации, m_L — масса дырки с энергией $0,145$ эв в зоне V_2 , m_T — масса дырки в зоне V_1 , K — коэффициент поглощения, I — интенсивность света в образце.

При малых концентрациях примесей, когда подвижность дырок определяется колебаниями решетки в (1) наиболее существенным оказыва-

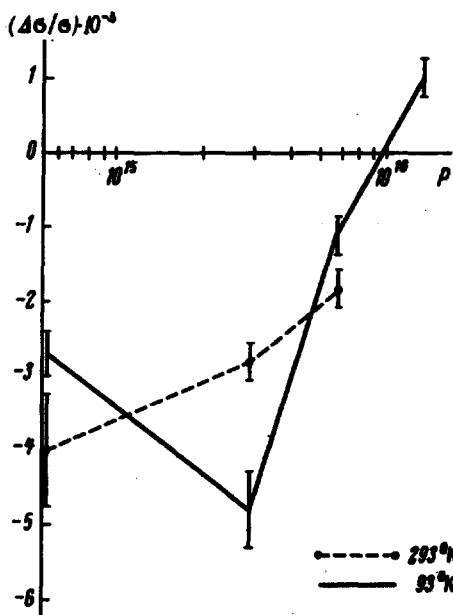
¹⁾ Закон сохранения энергии и импульса с учетом непараболичности зоны V_2 [2] выполняется только для носителей с энергией $0,028$ эв.

ется третий член. Действительно, согласно [4]:

$$\frac{\tau_{\text{д}}(\epsilon_2 = 0,145 \text{ эв})}{\tau_{\text{т}}(\epsilon = 0,028 \text{ эв})} \Big|_{T=293^{\circ}\text{К}} \approx 0,2, \text{ а } \frac{\tau_{\text{д}}(\epsilon = 0,145 \text{ эв})}{\tau_{\text{т}}(\epsilon = 0,028 \text{ эв})} \Big|_{T=77^{\circ}\text{К}} \approx 0,05.$$

Время релаксации "горячих" тяжелых дырок $\tau_{\text{т}}'$ также существенно меньше времени релаксации "холодных" $\tau_{\text{т}}$. В этом случае относительная фотопроводимость должна иметь отрицательный знак и слабо зависеть от температуры в диапазоне от комнатной до азотной.

При больших концентрациях, когда начинает играть роль рассеяние на заряженных примесях, изменяются все соотношения между временами, приведенные выше. Времена релаксации растут с увеличением энергии носителей, что вместе с уменьшением массы (при переходе в зону V_2) приводит к преобладающему влиянию первого члена в (1) и возможен переход к положительной фотопроводимости. В работе [5] на образце Ge с концентрацией дырок $10^{17} + 10^{18} \text{ см}^{-3}$ действительно наблюдалась положительная фотопроводимость при комнатной температуре.



Зависимости относительной фотопроводимости от концентрации свободных носителей

Для проверки изложенных выше соображений нами исследовалась фотопроводимость в p -Ge при комнатной и азотной температурах на образцах с различной концентрацией свободных носителей. В качестве источника света использовался CO_2 -лазер, работавший в режиме модуляции добротности с длительностью импульса $\sim 0,5 \text{ мксек}$ и частотой 200 гц .

Мощность в импульсе составляла 2 *квт*. Излучение, сфокусированное длиннофокусной линзой направлялось на образцы (размеры которых были $3 \times 1 \times 0,6 \text{ мм}^3$) перпендикулярно приложенному внешнему полю, при этом наблюдались сигналы фотопроводимости, полностью совпадающие по форме с импульсами лазера.

На рисунке приведены зависимости относительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma$ от концентрации дырок при температурах 293 и 93°К. Как и ожидалось при малых концентрациях при обеих температурах наблюдается отрицательная фотопроводимость¹⁾. С увеличением концентрации носителей при $T = 93^\circ\text{К}$ имеет место переход к положительной фотопроводимости²⁾. Из рисунка видно также, что абсолютные значения $\Delta\sigma/\sigma$ при различных температурах оказываются близкими.

Обращает на себя внимание нарастание отрицательной фотопроводимости с концентрацией ($T = 93^\circ\text{К}$) при малых значениях последней. Это может быть связано с тем, что при релаксации дырок из зоны V_2 в зону V_1 и далее до их термализации образуется значительное число неравновесных оптических фононов, которые дают дополнительный вклад в процесс рассеяния носителей тока. Количество прогенерированных фононов пропорционально коэффициенту поглощения и, следовательно, концентрации. Такой процесс может иметь место, если: а) время межфононного взаимодействия $\tau_{\text{фф}}$ существенно больше времени электрон-фононного $\tau_{\text{эф}}$ и б) в спектре неравновесных фононов имеется достаточное количество их с импульсами от 0 до $2k_g$ (k_g — импульс дырки в зоне V_1).

1) Следует отметить, что абсолютная величина наблюдаемой фотопроводимости, особенно в случае высокоомных образцов оказалась чувствительной к обработке поверхности. Это связано с наличием конкурирующего процесса положительной фотопроводимости, обусловленной присутствием поверхностных состояний. Поэтому для получения надежных и воспроизводимых данных нами производились измерения на большом числе образцов каждой концентрации с различной обработкой поверхности.

2) При комнатной температуре на образцах с высокими концентрациями измерения выполнить не удалось ввиду появления паразитных тепловых эффектов, связанных с большим коэффициентом поглощения.

Оценки показывают, что оба эти условия в нашем случае выполняются. Естественно, что рассмотренный процесс может быть существенным только при низких температурах.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 сентября 1969 г.

Литература

- [1] W.Kaiser, R.J.Collins, H.Y.Fan. Phys. Rev., 91, 1380, 1953.
 - [2] М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев. ФТП, 1, 1, 1967.
 - [3] Г.Е.Пикус. ЖТФ, 28, № 7, 1957.
 - [4] D.M.Brown, R.Bray. Phys. Rev., 127, № 5, 1962.
 - [5] J.M.Feldman. Appl. Phys. Lett., 9, № 5, 1966.
-

Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 473-477

20 ноября 1969 г.

НОВЫЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ СВЕТА

В.Ф.Очки

25

Давление света экспериментально было исследовано П.Н.Лебедевым в 1900 г. [1]. Его опыты были повторены в последние несколько лет В.Б.Брагинским с сотрудниками в Московском университете [2]. Ими же был предложен абсолютный измеритель энергии светового луча по его давлению.

Следует отметить, что в основе измерения давления как в первом, так и во втором случае лежит возбуждение свободных колебаний маятника, состоящего из очень тонкой металлической пластины, подвешенной соответствующим образом. В настоящей работе предлагается метод наблюдения давления света с помощью системы, показанной на рис. 1. Вместо одного из зеркал интерферометра Майкельсона укрепляется элемент, чувствительный к давлению света. Этот элемент состоит из слюдяной пластины (толщиной 50-100 мк) с отверстием, покрытым пленкой нитроцеллюлозы. На обе стороны пленки вакуумным напылением наносится слой (пленка) Ag толщиной 100-200 Å. Этот элемент при тол-