

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ОБРАЗОВАНИЯ ПАРЫ
НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В GaAs ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕНЬШЕ 35 КЭВ

М. А. Селезнева, С. А. Дигман

УДК 621.315.592 + 537.311.33

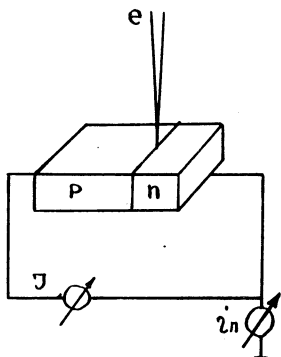
Обсуждаются условия определения средней энергии образования пары неравновесных носителей в GaAs при возбуждении электронным зондом с энергией менее 35 кэв. Учтено влияние скорости поверхностной рекомбинации и величины области возбуждения. В расчет введена поправка на среднюю энергию обратно рассеянных электронов.

Электронно-зондовый метод в последние годы находит все более широкое применение для исследования различных параметров полупроводниковых материалов и приборов. Одним из параметров, характеризующих взаимодействие потока ускоренных электронов с полупроводниковыми материалами, является средняя энергия E_p образования пары неравновесных носителей. С помощью тока, индуцированного электронным лучом в $p-n$ -переходе, можно измерить E_p в различных полупроводниках. Это дает дополнительную информацию о механизме энергетических потерь горячих носителей, а также метод изучения зависимости E_p от ширины запрещенной зоны и других характеристик материала /1,2/.

Измерение E_p осложнено рядом процессов, разыгрывающихся в тонком приповерхностном слое вещества, где происходит торможение быстрых электронов и генерация электронно-дырочных пар. Так, обратно рассеянные электроны уносят с собой определенную долю энергии, что не учитывалось в некоторых экспериментальных работах /3/. Далее, на величину наведенного в цепи $p-n$ -перехода тока может оказывать существенное влияние такой трудно контролируемый фактор, как скорость поверхностной рекомбинации носителей, причем это влияние в сильной степени зависит от размеров области генерации, связанных, в свою очередь, с размерами зонда, ве-

личной ускоряющего напряжения и физическими характеристиками вещества.

В данной работе рассмотрено влияние величины зоны возбуждения и скорости поверхностной рекомбинации на определяемое экспериментально значение средней энергии образования пары избыточных



Р и с. I. Схема экспериментальной установки

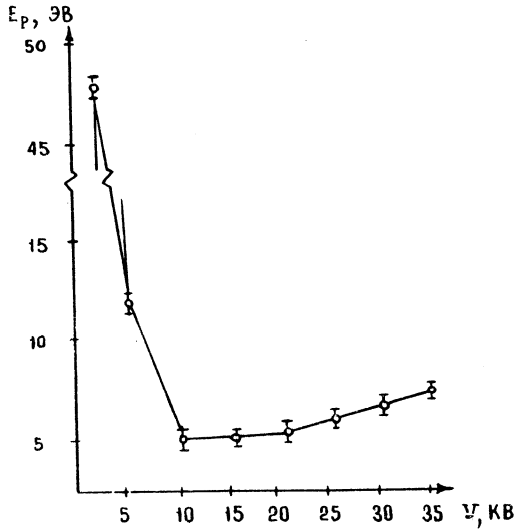
носителей, которая рассчитывалась с учетом энергии обратно отраженных электронов.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. I. Электронный зонд малого диаметра (около 0,5 мкм) фокусировался на p-n-переход, плоскость которого расположена перпендикулярно облучаемой поверхности скола образца GaAs. Измеренная электронно-зондовым методом длина диффузии L неосновных носителей в образце составляла около 1 мкм. Избыточные носители, созданные электронным зондом в непосредственной близости p-n-перехода и собранные (после диффузии) полем перехода, дают во внешней цепи ток, по величине которого можно судить о числе N_p возбужденных электронно-дырочных пар. Для определения энергии E_p затрачиваемой в среднем на образование одной пары, следует из полной энергии электронов, падающих на образец, вычесть энергию, уносимую обратно рассеянными электронами, и поделить оставшуюся энергию на число возбужденных электронно-дырочных пар. При этом считают, что потери энергии на возбуждение рентгеновского излучения пренебрежимо малы.

Тогда

$$E_p = \frac{E i_{\Pi}}{N_p q} \left[1 + \frac{\eta}{1 - \eta} \left(1 - \frac{\bar{E}_a}{E} \right) \right],$$

где E - энергия падающего электрона, i_{Π} - ток поглощенных электронов, q - заряд электрона, η - коэффициент обратного рас-



Р и с 2. Экспериментальная зависимость энергии образования пары E_p от V

сеяния и \bar{E}_a - средняя энергия обратно рассеянных электронов. В случае GaAs $\eta = 0,32$ и $\bar{E}_a = 0,73\text{эВ} / 4,5/$.

Расчитанные для разных ускоряющих напряжений V значения E_p приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что кривая имеет минимум в районе ускоряющих напряжений 10-20 кВ, где E_p слабо изменяется в интервале $5,0 \pm 5,5$ эВ на пару. Ход экспериментальной кривой можно объяснить, привлекая данные о зависимости глубины и размеров зоны возбуждения от энергии бомбардирующих поверхность электронов. Деланные с помощью модифицированной модели [6] оценки показывают, что в случае GaAs зона возбуждения для

точечного зонда имеет форму, близкую к полусфере с радиусом порядка максимального пробега R быстрого электрона, причем величина R зависит от ускоряющего напряжения V следующим образом:

V (кв)	5	10	15	20	25	30	35
R (мкм)	0,25	0,8	1,6	2,5	3,7	5,1	6,4

Чтобы p - n -переход собирал практически все носители, генерируемые электронным зондом, не только поперечник зонда, но и размеры области генерации не должны превышать длину диффузии неосновных носителей. Из приведенных оценок видно, что при $V > 15$ кв значения R заметно превышают L , что объясняет подъем правой ветви кривой.

При малых ускоряющих напряжениях зона возбуждения имеет глубину значительно меньше длины диффузии и диаметра зонда и локализована в тонком слое у поверхности. При отличной от нуля скорости поверхностной рекомбинации ток, наведенный в цепи p - n -перехода, быстро убывает с уменьшением глубины генерации носителей. Это объясняет крутой рост левой ветви кривой на рис. 2.

Таким образом, работая с хорошо сфокусированным (с поперечником меньше длины диффузии) зондом и подбирая ускоряющее напряжение так, чтобы, с одной стороны, размеры области возбуждения не превосходили длины диффузии, а с другой - чтобы область генерации не находилась у самой поверхности, можно достичь хорошей точности в определении средней энергии образования электронно-дырочной пары.

Полученное нами минимальное значение $E_p = 5,0 \pm 0,5$ эв близко к значениям, даваемым для GaAs другими авторами: $5,35$ эв /7/, $6,2 \pm 0,4$ эв при $V < 10$ кв /8/ и $6,3$ эв при $V = 40$ кв /9/. Тем не менее оно выше предсказываемого теорией /2/ значения $4,6$ эв. Расхождение может быть связано, например, с неучтенными процессами объемной рекомбинации как вне, так и внутри обедненного слоя.

Поступила в редакцию
16 июля 1974 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Shockley. Solid State Electronics, 2, 35 (1961).
2. C. Klein. Proc. 8th Intern. Conf. Semicond. (Kyoto, 1966), printed by Phys. Soc. Japan.
3. D. F. Кузер, D. B. Wиттгу. J. Appl. Phys., 35, 2439 (1964).
4. М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей, ГИИД, М., 1957 г.
5. Т. Matsukawa, K. Murata, R. Shimizu. Phys. Stat. Sol. (b), 55, 371 (1973).
6. К. Канага, S. Окаяма. J. Phys. D (Appl. Phys.), 5, 43(1972).
7. D. F. Kaser. Ph. D. Thesis, Univ. South. Calif., 1967.
8. И. А. Абрян, В. А. Коржин. ФТТ, 13, 295 (1971).
9. H. Pfister. ZS Naturforsch., 12a, 217 (1957).