

## МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Акопян А. А., Болгов С. С., Савченко А. П., Салюк О. Ю.

Магнитоконцентрационный эффект (МКЭ) [1], заключающийся в перераспределении электронно-дырочных пар по сечению ограниченного кристалла, помещенного в скрещенные электрическое ( $E$ ) и магнитное ( $H$ ) поля, в настоящее время является одним из основных способов управления концентрацией носителей заряда в узкозонных полупроводниках при высоких температурах, когда традиционные барьерные механизмы инжекции оказываются неэффективными.

В настоящей работе впервые изучен МКЭ при неоднородном распределении примеси по толщине кристалла. Резко неоднородное распределение примеси вблизи одной из граней образца обеспечивает значительное уменьшение эффективной скорости поверхностной рекомбинации ( $s_1$ ) на этой грани, что повышает возможности управления концентрацией носителей в объеме образца, а также приводит к возникновению на вольт-амперной характеристике (ВАХ) участка  $N$ -типа и колебаний тока в цепи.

Измерения были выполнены на образцах  $n$ -InSb ( $N_d - N_a \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), изготовленных в виде пластин размерами  $5 \times 1.2 \times 0.03 \text{ мм}$  с омическими контактами. На одной из граней механической полировкой обеспечивалось высокое значение  $s_1 \approx 10^6 \text{ см/с}$ . Противоположная грань травилась в стандартном травителе CP-4. В таком виде образцы представляли собой классический объект для исследования МКЭ в однородных образцах с асимметричной обработкой противоположных граней, так как МКЭ наиболее ярко выражен при максимальном различии  $s_1$  и  $s_2$ , в идеале стремящихся к 0 и  $\infty$ .

Неоднородность в распределении концентрации примеси достигалась посредством лазерной обработки по следующей технологии. Образец помещался в азотный криостат, который откачивался до  $10^{-3} \text{ Тор}$ . После охлаждения до 180 К травленая поверхность образца облучалась короткими ( $\tau_{\text{имп}} = 50 \text{ нс}$ ) одиночными импульсами рубинового лазера с модулированной добротностью. Энергия лазерного импульса выбиралась в пределах  $0.7 \div 1.5 \text{ Дж/см}^2$ . Такая обработка приводит к формированию тонкой неоднородной приповерхностной области с высокой концентрацией акцепторов (порядка нескольких единиц на  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  в области максимального легирования) толщиной менее 1 мкм [2].

На рис. 1 приведены ВАХ одного из образцов при  $T = 180 \text{ К}$ . Кривой 1 представлена ВАХ, измеренная в отсутствие магнитного поля. Кривая 2 соответствует режиму обогащения, когда под действием силы Лоренца электронно-дырочные пары выносятся к грани с малой  $s_1$ . ВАХ 3—5 измерялись после облучения травленой поверхности рубиновым лазером с последовательным увеличением интенсивности излучения и количества импульсов. Кривые 6—9 соответствуют режиму истощения объема образца носителями заряда при выносе электронно-дырочных пар к задней грани, имеющей большую  $s_2$ .

Характер ВАХ до лазерной обработки и после нее показывает, что скорость поверхностной рекомбинации на облучаемой грани уменьшается. Об этом свидетельствуют подъем прямых ветвей ВАХ в режиме обогащения и уменьшение тока, протекающего через образец, в режиме истощения при изменении знака электрического поля. При этом также наблюдается увеличение интенсивности междузонного рекомбинационного излучения в режиме обогащения, интенсивность которого зависит от концентрации неравновесных носителей заряда вблизи поверхности образца, с которой наблюдается люминесценция (см. вставку на рис. 1). Измерения  $s_1$  по методике [3] показали, что ее величина изменилась от  $2.8 \cdot 10^6$  до  $4 \cdot 10^2 \text{ см/с}$  или  $T = 180 \text{ К}$ .

Аналогичные результаты были получены и при 300 К (рис. 2). Уменьшение  $s_1$  при высоких температурах фиксировалось по изменению формы полевой зависимости отрицательной люминесценции. После лазерной обработки началь-

ный прямолинейный участок полевой зависимости имеет больший наклон к оси абсцисс, что, согласно [4], однозначно свидетельствует об уменьшении  $s_1$ .

В экспериментах, проведенных при 180 К, между сильно легированной областью и  $n$ -областью возникал барьер порядка  $5.5 \div 6.5 kT$ . При этом ширина области пространственного заряда  $p-n$ -перехода была порядка толщины сильно легированной области. При 300 К высота барьера была невелика ( $1.5 \div 2 kT$ ), и, следовательно, в этом случае нельзя говорить об образовании  $p-n$ -перехода.

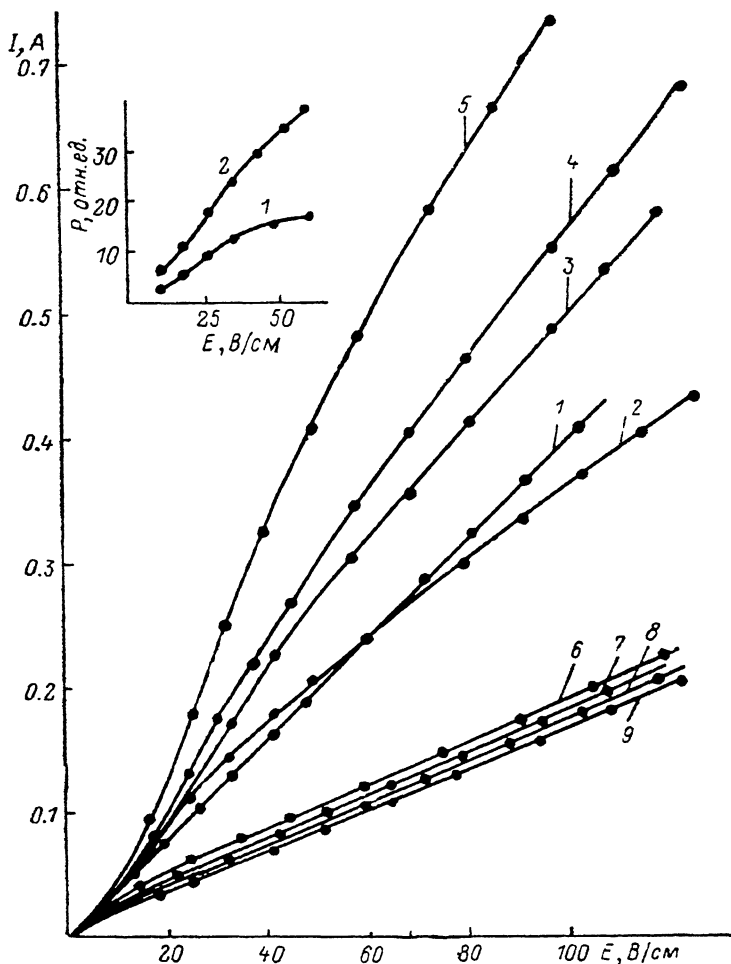


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов InSb при  $T=180$  К.

$H$ , кО: 1 — 0; 2—5 — 0.9; 6—9 — 0.9. На вставке — полевые зависимости интенсивности рекомбинационного излучения InSb до (1) и после (2) лазерной обработки при  $H=0.9$  кО.

Однако в области неоднородного легирования существует встроенное поле напряженностью порядка нескольких сот В/см.

В режиме обогащения и энергетический барьер  $p-n$ -перехода, и встроенное электрическое поле одинаково действуют на электронно-дырочные пары: они не допускают их к физической границе образца и тем самым снижают эффективную скорость поверхностной рекомбинации. В режиме истощения, когда концентрация электронно-дырочных пар около перехода порядка и ниже концентрации доноров в  $n$ -области, при обоих исследованных температурах границу сильно легированной области можно считать  $p-n$ -переходом, а все носители, поступающие в  $n$ -область, — генерированными в области  $p-n$ -перехода. В этом случае, как показывает эксперимент, генерационный поток электронно-дырочных пар в  $n$ -область также значительно меньше, чем тот, который родился бы на реальной поверхности образца без дополнительной лазерной обработки.

На рис. 2 показаны вольт-амперные характеристики образца при  $T=300$  К. Видно, что после лазерной обработки поверхности ВАХ в режиме истощения кривая 1 идет существенно ниже аналогичной кривой 2, измеренной на травленной поверхности, причем при уменьшении  $s_1$  на ВАХ проявляется немонотонность и формируется область отрицательной дифференциальной проводимости  $N$ -типа ( $N$ -ОДП), и на импульсе тока возникают высокочастотные колебания (см. вставку на рис. 2) с частотой  $\sim 10$  МГц. Заштрихованный участок на ВАХ соответствует области колебаний.

Появление колебаний можно объяснить описанным недавно эффектом неустойчивости тока при МКЭ в узкозонных полупроводниках, когда объемная генерация и рекомбинация носителей обусловлены оже-процессами [5]. Коле-

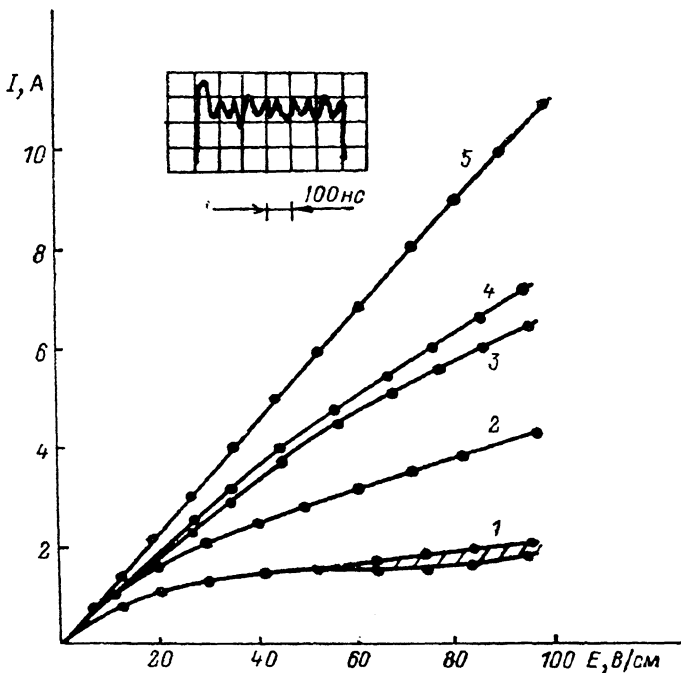


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образцов InSb при  $T=300$  К.  
 $n$ , кЭ: 1, 2 — —6; 3, 4 — 6; 5 — 0.

бания возникали только при невысокой скорости поверхностной рекомбинации на истощаемой грани. В отличие от наблюдавшегося ранее в InSb при низких температурах эффекта токовой неустойчивости [6], связанного с несобственностью полупроводника, рассматриваемый нами эффект наиболее ярко выражен в собственных полупроводниках и при высоких температурах.

Расхождение ВАХ в режиме обогащения до (кривая 3) и после (кривая 4) лазерной обработки выражено менее резко, чем в режиме истощения. Это связано с двумя причинами. Во-первых, влияние  $s_1$  на ВАХ в режиме обогащения при оже-рекомбинации ( $T=300$  К) менее заметно, чем при линейной или квадратичной рекомбинации ( $T=180$  К) [7]. Во-вторых, в режиме обогащения концентрация электронно-дырочных пар в приповерхностном обогащенном слое порядка  $10^{17}$  см $^{-3}$  [8], что по порядку величины близко к значению концентрации примеси в сформированном лазерном поверхностном слое. По этой причине величина встроенного электрического поля резко уменьшается, а эффективная скорость поверхностной рекомбинации увеличивается.

Таким образом, показано, что неоднородное легирование образцов дает возможность реализовать идеальные условия для наблюдения МКЭ в гомозонных полупроводниках. Вполне понятно, что способов создания неоднородного профиля концентрации примесей может быть много. Однако лазерное легирование привлекает своей экспрессностью, технологичностью и возможностью создания тонких слоев с резким перепадом концентрации примесей.

- [1] Welker H. // Zs. Naturforsch. 1951. Bd 6a. H. 4. S. 194—197.  
 [2] Горин Е. А., Бережная И. А., Янко Г. И. // Поверхность. 1982. № 9. С. 47—49.  
 [3] Малютенко В. К., Тесленко Г. И., Бойко И. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 916—920.  
 [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. П., Яблоновский Е. П. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 6. С. 917—921.  
 [5] Акоюян А. А., Болгов С. С., Малютенко В. К., Савченко А. П. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 8. С. 422—425.  
 [6] Акоюян А. А., Грибников З. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 11. С. 2111—2119.  
 [7] Malyutenko V. K., Guga K. Yu., Malozovskii Yu. M. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 65. P. 131—140.  
 [8] Алмазов Л. А., Липтуга А. П., Малютенко В. К. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 52—58.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получено 14.05.1990  
Принято к печати 21.05.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

## АКУСТИЧЕСКИЕ БРИЗЕРЫ В ОГРАНИЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Адамашвили Г. Т., Утурашвили Г. Г., Пейкришвили М. Д.

1. На поверхности твердого тела при распространении поверхностных акустических волн (ПАВ) достаточно большой амплитуды возникают нелинейные явления, которые могут привести к образованию солитонов ПАВ. В диэлектриках свойства солитонов ПАВ, которые формируются при ангармонических колебаниях решетки и дисперсии, изучены в работе [1], а процесс формирования пульсирующих солитонов (бризеров) ПАВ рассмотрен в [2]. Эффекты ангармонизма и дисперсии могут привести к образованию солитонов ПАВ также и в ограниченных полупроводниках [3, 4]. В настоящей работе рассматривается вопрос о формировании бризеров ПАВ в полупроводниках, которые формируются в условиях ангармонических колебаний решетки и дисперсии. Исследуются вопросы, связанные с поглощением энергии бризеров ПАВ в среде, обусловленном различными поглощающими факторами, в частности взаимодействием ПАВ с электронами проводимости и тепловыми фононами, неоднородностями плотности массы и флуктуациями констант Ламэ на границе раздела сред. Обсуждается вопрос об усилении бризеров ПАВ с помощью внешнего постоянного электрического поля.

2. Для рассмотрения условий распространения в ограниченных полупроводниках акустических бризеров, которые формируются в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии, рассматривается полупроводник, который занимает полупространство  $x_3 < 0$ . Исследуем ПАВ, которые распространяются вдоль оси  $x_1$  на поверхности  $x_3 = 0$ . Будем исходить из нелинейного волнового уравнения для  $x_3$  — компоненты вектора деформации [3, 4]:

$$\begin{aligned} \partial_t^2 U(x, t) + \int dx_1 W(x_1) U(x - x_1, t) + \int dx_1 G(x_1) \partial_t U(x - x_1, t) + \\ + \int \int dx_1 dx_2 F(x_1, x_2) U(x - x_1, t) U(x - x_1 - x_2, t) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$W(x) = \frac{1}{2\pi} \int (\omega_k^R)^2 e^{ikx} dk, \quad G(x) = \frac{1}{2\pi} \int (18\Gamma_k^a + \Gamma_k^e + \Gamma_k^{lk} + \Gamma_k^g) e^{ikx} dk,$$

$$F(x_1, x_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint F_{k_1 k_2} e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} dk_1 dk_2,$$