

ричной обработке поверхности образца в условиях эксклюзии возникает градиент концентрации плазмы: максимальное значение — у грани с большой s_0 и минимальное — у противоположной с s_0 . Помещение образца с таким неоднородным плазменным слоем в продольное магнитное поле, как и ожидалось, вызывает при определенных условиях развитие винтовых волн.

При $s_1 = s_2 = s_0$ происходит практически однородное обеднение (рис. 1, кривая 1). В другом случае, когда $s_1 \neq s_2 \neq s_0$ (рис. 1, кривая 4), распределение также почти однородно, но существенного обеднения теперь не происходит из-за сильной генерации носителей заряда с противоположных боковых граней. В обоих случаях осцилляции не возникают (рис. 2, осциллограммы 1, 4). Можно было бы ожидать, что в этих случаях будут возбуждаться поверхностные волны [6]. Однако при сильном обеднении критерий возбуждения не выполняется из-за сильного амбиполярного сноса возмущений, а во втором случае этому препятствует интенсивная поверхностная рекомбинация. При $s = 10^4$ см/с параметр $G_s = sa/D_a \approx 3$, где полутолщина образца $a = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см, а коэффициент амбиполярной диффузии $D_a \approx 10^2$ см²/с. Именно этот параметр определяет увеличение порога возбуждения поверхностного осциллистора во втором случае, и в исследуемом интервале электрического и магнитного полей критерий возбуждения не выполняется.

Кривые 2 и 3 соответствуют как раз случаю образования в объеме градиента концентрации плазмы, способствующему появлению осцилляций. Порог возбуждения объемного осциллистора менее чувствителен к состоянию поверхности. Увеличение s на одной из граней приводит как к увеличению тока через образец, так и к уменьшению порога возбуждения ВН. Это обусловлено увеличением градиента концентрации в объеме.

Теория осциллистора в условиях эксклюзии носителей заряда нами развивается в настоящее время.

Список литературы

- [1] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Glicksman M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1655—1664.
- [3] Larrabee R. D., Steele M. C. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 9. P. 1519—1523.
- [4] Pataki G., Elsner G., Nemeth T. // Japan. J. Appl. Phys. 1967. V. 6. N 2. P. 278—279.
- [5] Витусевич С. А., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1841—1846.
- [6] Hurwitz C. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1050.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 9.01.1989
Принято к печати 31.01.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ТОНКИХ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУРАХ

Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Токалин О. А., Химичев А. И.

В «тонких» варизонных структурах, толщины которых d сравнимы с эффективными длинами переноса неравновесных носителей заряда (ННЗ), возрастает роль поверхностных рекомбинационных потерь ННЗ [1], что вызывает необходимость контроля скорости их поверхностной рекомбинации S , особенно на узкозонной поверхности структур. Если инжектируемые с широкозонной стороны ННЗ достигают узкозонной поверхности, то в зависимости от соотношения между темпом их поступления к поверхности и скоростью рекомбинации на ней происходит либо обогащение, либо истощение приповерхностной области носителями заряда. Это проявляется в изменениях формы спектров излу-

чения вблизи длинноволнового края [2] и может быть использовано для определения скорости рекомбинации ННЗ на узкозонной поверхности S_d [2, 3].

В [3] для определения S_d предложено использовать положение минимума $h\nu_{\min}$ или точки перегиба $h\nu_{\text{пер}}$ спектров излучения фотолуминесценции (ФЛ) тонких варизонных структур, которые дают

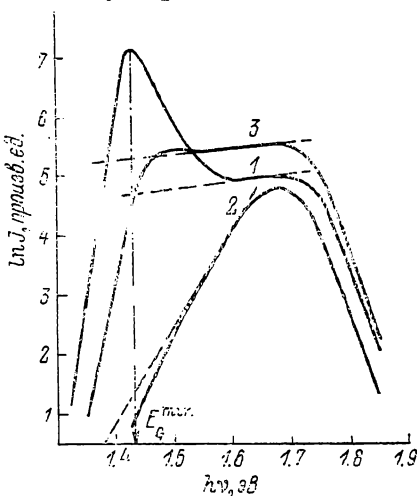
$$\frac{S_d}{D} = \frac{\left(1 + \frac{|\nabla E_G|}{kT} l_+\right)^2 \exp \varepsilon \mp 1}{\left[\left(1 + \frac{|\nabla E_G|}{kT} l_+\right)^m \exp \varepsilon \pm 1\right] l_+}, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon = 2 \left(\frac{E_G^{\text{max}} - h\nu^*}{|\nabla E_G|} - d \right) \sqrt{\left(\frac{|\nabla E_G|}{kT} \right)^2 + L^{-2}}, \quad (2)$$

D — коэффициент диффузии ННЗ, ∇E_G — градиент ширины запрещенной зоны, l_+ — диффузионно-дрейфовая длина переноса ННЗ в ускоряющем поле, kT — температура в энергетических единицах, E_G^{max} — максимальная ширина запрещенной зоны, L — диффузионная длина переноса ННЗ. В (1), (2) верхний знак, $m=1$ и $h\nu^* = h\nu_{\min}$ в случае минимума в спектре; нижний знак, $m=2$ и $h\nu^* = h\nu_{\text{пер}}$ в случае спектра без минимума.

В ряде случаев, когда в спектрах излучения отсутствуют ярко выраженные минимумы или точки перегиба, использование метода [3] затруднительно, а неточ-



Спектры излучения ФЛ варизонной структуры $x\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ до (1), после облучения электронами с дозой $6.25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (2) и после отжига при $T = 310\text{--}320^\circ \text{C}$ (3), иллюстрирующие предложенный метод определения S_d/D .

ность регистрации точек $h\nu^*$, которые входят в расчетную формулу (1) в экспоненциальном виде, может приводить к большой неопределенности S_d . Поэтому в настоящем сообщении предлагается другой метод обработки спектров излучения, повышающий точность определения S_d и расширяющий возможности использования спектров излучения.

Из решения уравнения непрерывности, полученного в [2], и его анализа следует, что при $S_d/D = |\nabla E_G| / kT + L_+^{-1}$ длинноволновый спад спектра излучения «тонкого» слоя совпадает со спадом спектра «толстого» слоя, который описывается одной экспонентой. Поэтому, экстраполируя экспоненциальный участок спада спектра излучения тонкого слоя к длинноволновой границе $h\nu = E_G^{\text{min}}$ и измеряя отношение

$$R = \frac{J_R (h\nu = E_G^{\text{min}})}{J_{\text{экстр}} (h\nu = E_G^{\text{min}})},$$

где $J_R (h\nu = E_G^{\text{min}})$ — значение интенсивности ФЛ на длинноволновой границе реального спектра, $J_{\text{экстр}} (h\nu = E_G^{\text{min}})$ — экстраполированное значение интенсивности ФЛ, можно найти

$$\frac{S_d}{D} = \frac{1 + (2 - R)\beta kT}{R} \frac{|\nabla E_G|}{kT}, \quad (3)$$

где β — логарифмический наклон экспоненциального участка спада спектра излучения, который легко определяется экспериментально.

Сравнение (1) и (3) показывает, что в последнем случае процедура обработки спектров проще и требует меньшего количества данных, в рабочую формулу не входят экспоненциальные зависимости от величин измеряемых параметров, что улучшает точность определения S_d .

Описанный метод был использован вместе с [3] при исследовании изменений S_d тонких варизонных структур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава на подложках $n\text{-GaAs}$, в результате их облучения электронами ($E_e=1$ МэВ) и отжига ($T < 360^\circ\text{C}$) в атмосфере H_2 . Характерные спектры излучения ФЛ, возбуждаемой и регистрируемой с широкозонной стороны (использован «обратный» косой

шлиф [3]), одной из исследованных структур ($|\nabla E_G|=215$ эВ/см) до и после радиационно-термического воздействия показаны на рисунке, результаты обработки спектров по формулам (1)–(3) — в таблице.

Из сравнения полученных данных видно, что для исходного спектра (кривая 1) оба метода определения S_d дают хорошо согласующиеся значения. Однако

для кривой 2 небольшая неопределенность в положении $h\nu_{\text{пер}}$ дает большой разброс S_d при расчете по формулам (1) и (2), полученный по формуле (3) результат является более надежным. Определение S_d из спектра излучения (кривая 3) методом [3] вообще оказалось невозможным вследствие большой неопределенности в положении точек $h\nu^*$, в то время как использование предложенного метода определения S_d дает однозначный результат.

Таким образом, предложенный здесь простой метод определения S_d из спектров излучения варизонных структур обладает более высокой точностью и существенно расширяет возможности использования люминесцентных методов контроля их параметров.

Список литературы

- [1] Базык А. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Пека Г. П. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 2. С. 274—279.
 [2] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 7. С. 1421—1423.
 [3] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1350—1354.

Получено 26.01.1988

Принято к печати 2.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

О «НУЛЕВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ» В СТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОНЫМ ГАЗОМ

Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М.

При исследовании гальваномангнитных свойств селективно легированных гетероструктур $\text{GaAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ с двумерной проводимостью в квантующих магнитных полях нами, как и в [1], наблюдались осцилляции напряжения в отсутствие измерительного тока через образец. Период этих «нулевых осцилляций» (НО) и температурная зависимость совпадали с осцилляциями Шубникова—де-Гааза (ОШГ). НО аддитивно складывались с ОШГ, часто существенно искажая их форму. Амплитуда НО могла быть различной и в некоторых слу-