

[11] Sharma B. L., Purohit R. K., Mukerjee S. N. // Infrared Phys. 1970. Vol. 10. N 4. p. 225—231.

[12] Медведевский С. П., Зарубин И. А. // Полупроводниковые материалы и приборы. Кишинев: Штиинца, 1987. С. 89—90.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
31 августа 1987 г.
В окончательной редакции
19 октября 1988 г.

06

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ДВУСТОРОННЕЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ (Al, Ga)As

В. М. Андреев, Т. С. Виеру, В. В. Дороган, В. Г. Трофим

Повышение выходной мощности солнечных батарей (СБ) космического применения обеспечивают путем дальнейшего увеличения эффективности фотопреобразования и радиационной стойкости солнечных элементов (СЭ). В этом аспекте несомненными преимуществами обладают фотопреобразователи на основе GaAs [1]. Другой резерв увеличения выходной мощности — это использование солнечного излучения, отраженного от атмосферы Земли (до 60 %), Венеры (до 80 %) и других планет [2]. Причем для преобразования как прямого, так и отраженного излучения целесообразно применять фотоэлементы с двусторонней чувствительностью и с одним $p-n$ -переходом. Изготовление СЭ с двусторонней чувствительностью на основе Si не является технически сложной задачей, поскольку высокие значения длин диффузионного смещения неосновных носителей тока (L_D) и низкий коэффициент поглощения света (α) не ограничивают толщину активной области вплоть до значений $d_a \sim \sim 300$ мкм [3]. Что касается GaAs, то в работе [4] было показано, что для получения высокой двусторонней фоточувствительности необходимо уменьшить толщину активного слоя фотоэлементов до $d_a \approx 0.5-3$ мкм.

В настоящей работе приводятся результаты исследования тонкопленочных солнечных элементов (ТСЭ) с двусторонней чувствительностью на основе гетероструктур (Al, Ga)As площадью 2 см^2 . Приклеенные на стекло гетероструктуры состоят из активного слоя GaAs толщиной 4 мкм, в котором сформирован $p-n$ -переход (вставка на рис. 1, слои 2 и 3) фронтального слоя твердого раствора $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (1) толщиной 0.3 мкм и тыльного слоя $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ (5) толщиной ~ 5 мкм. Поскольку структура выращивалась методом ЖФЭ, то между слоями 5 и 3 существует переходный слой 4, толщина которого зависит от технологических условий роста (в данном случае 0.5—1 мкм).

Следует сказать, что для получения ТСЭ с двусторонней чувствительностью площадью 1.5 см^2 и более, обладающих однородными характеристиками по всей площади, необходимо было изготовить активную область толщиной не менее 4 мкм и тыльное «окно» составом $X \leq 0.7$. Однако это не приводит к существенным потерям, поскольку такая толщина активной области сравнима с L_D в арсениде галлия, а тыльное «окно» составом $X \approx 0.65$ практически полностью пропускает отраженное от Земли излучение, соответствующее AM1.5. Наличие в структуре толстых переходных слоев типа 4 продиктовано необходимостью сглаживания упругих деформаций, неизбежно возникающих в структурах с чередующимися слоями с большой разностью в концентрациях Al, и исключает возможность растрескивания структур при их отделении от несущих подложек.

С другой стороны, равенство геометрической толщины структуры и длины диффузионного смещения носителей тока приводит к повышенному влиянию гетерограниц и поверхностей структуры. На рис. 1 представлены спектры фоточувствительности тонкой гетероструктуры, где номера кривых соответствуют номеру светового зонда (вставка). Видно, что резкая гетерограница между слоями 1 и 2, большой состав слоя 1 ($X=0.8$) и малая его толщина (0.3 мкм) обеспечивают при фронтальной засветке (положение зонда 1) широкий интервал фоточувствительности и высокий коэффициент сбора носителей во всей области (кри-

вая I). Это объясняется наличием высокого потенциального барьера, снижающего поверхностную рекомбинацию неосновных носителей. При тыльной засветке такой структуры фоточувствительность ниже (кривая II) и имеет спад в коротковолновой области из-за объемной рекомбинации в слое 3 и повышенной скорости рекомбинации на гетерогранице слоев 3 и 5. Повышенная дефектность в области переходного слоя 4 подтверждается при расположении $p-n$ -перехода вблизи тыльной поверхности. Так, кривая IV имеет пик в длинноволновой области и резкий спад в сторону высоких энергий. Сравнивая ее с кривой I, можно сделать вывод о большей скорости рекомбинации неосновных носителей, генерируемых вблизи тыльной гетерограницы. Еще более резкий спад фоточувствительности имеет место при удалении тыльного «окна» (положение зонда V). В этом случае резко снижается высота тыльного потенциального барьера, что приводит к росту скорости поверхностной рекомбинации (кривая V).

Другая отличительная особенность ТСЭ с двусторонней чувствительностью на основе (Al, Ga) As — это повышенное последовательное сопротивление прибора. Это связано с тем, что для обеспечения высокой чувствительности при облучении n -области ТСЭ необходимо, чтобы диффузионная длина неосновных носителей (дырок) в слое 3 была порядка толщины

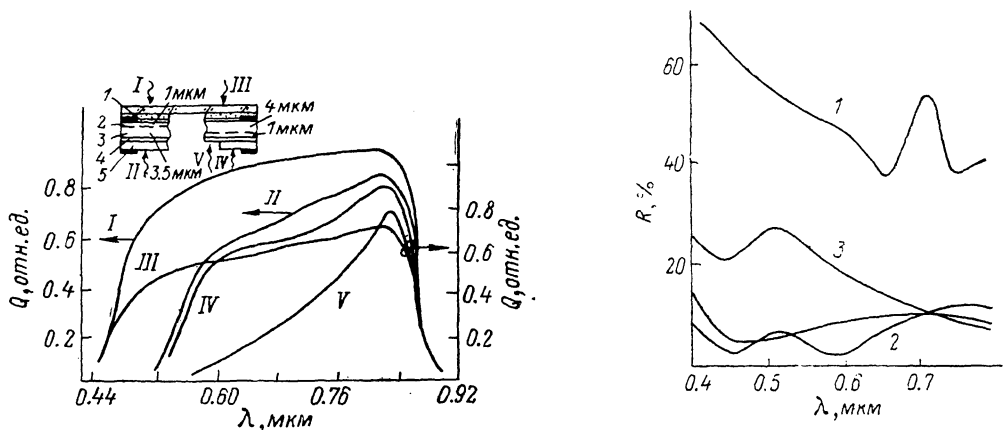


Рис. 1. Спектры фоточувствительности двустороннего ТСЭ. Номера кривых соответствуют номеру светового зонда на вставке.

Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения излучения от тыльной поверхности двустороннего ТСЭ. Без просветления (1) и с просветлением анодным окислом $d_{ок} = 750 \text{ \AA}$ (2), слоями ZnS синего (3) и коричневого цветов (4).

слоя ($\sim 2 \text{ мкм}$), что накладывает ограничения на уровень легирования слоя ($\leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Поэтому снижение последовательного сопротивления ТСЭ достигается за счет увеличения толщины и уровня легирования тыльного слоя твердого раствора, а также оптимизации тыльной контактной сетки.

Также следует иметь в виду, что отраженный от Земной атмосферы свет, падающий на тыльную поверхность ТСЭ, является диффузным. Исходя из этого особое внимание следует уделить проблеме просветления тыльной поверхности, т. е. уменьшению спектрального коэффициента отражения (R). На рис. 2 представлены зависимости R от длины волны излучения при разных просветляющих покрытиях.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на эффективность преобразования солнечного света в тонких структурах (Al, Ga) As с двусторонней чувствительностью влияют положение $p-n$ -перехода по отношению к фронтальной и тыльной поверхностям, диффузионная длина неосновных носителей, состав, толщина и уровень легирования слоев твердого раствора (фронтального и тыльного «окон»), наличие эффективных просветляющих покрытий, а также скорость рекомбинации неосновных носителей на поверхностях структуры и на гетерограницах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$.

Изготовленные нами ТСЭ с двусторонней чувствительностью площадью $\sim 2 \text{ см}^2$ (при невозможном сетчатом тыльном контакте на основе Ni) обладали следующими параметрами (AM1): $U_{x.x} = 0.65 \text{ В}$, $I_{к.з.} = 18, 25 \text{ мА/см}^2$ (при освещении с тыльной и фронтальной сторон соответственно).

- [1] Brandhorst H. W., Flood D., Weinberg I. // 16th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf. «Technologies for the Transition.» Atlanta, 1984. P. 409—415.
 [2] Smith B. S., Brooks G. R., Pinkerton R. // 18th IEEE Photovoltaic Spectr. Conf. Las Vegas, 1985. P. 387—392.
 [3] Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1987. 280 с.
 [4] Алферов Ж. И., Андреев В. М., Вакарельска К. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 193—197.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

Поступило в Редакцию
25 июля 1988 г.

04; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЗЦЕЗИЕВОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ Н⁻ НА ОСНОВЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

В. П. Горецкий, И. А. Солошенко, А. Ф. Тарасенко

Для нагрева плазмы в проектируемых и строящихся термоядерных установках предполагается использовать инжекцию потоков нейтральных частиц с энергией ~ 1 МэВ и с эквивалентным током ~ 10 А. Для создания таких инжекторов требуются стационарные пучки отрицательных ионов водорода с плотностью тока в области эмиссии ~ 100 мА/см². Такие потоки ионов Н⁻ получены в ИАЭ им. И. В. Курчатова методом двойной перезарядки пучков положительных ионов на сверхзвуковой натриевой струе [1]. Максимальный ток ионов Н⁻, достигнутый в этой работе, составляет 5.5 А. Указанному требованию удовлетворяют также разработанные в ИЯФ СО АН СССР поверхностно-плазменные источники, обеспечивающие в импульсном режиме плотность тока до 8 А/см² [2], в стационарном режиме до 60 мА/см² [3]. Перспективным является и разработанный в ИАЭ им. И. В. Курчатова источник, в котором образование ионов Н⁻ происходит в объеме плазмы [4]. В стационарном режиме он позволяет получить ионный ток ~ 3 А. Однако во всех названных системах используются пары щелочных металлов: в первой — натрия, в остальных — цезия. Поскольку эти пары могут существенно ухудшать высоковольтную прочность ускоряющих промежутков, то за рубежом ведутся интенсивные исследования безцезиевых объемных источников. В настоящее время убедительно установлено, что образование отрицательных ионов в объеме плазмы происходит в основном в результате диссоциативного прилипания холодных электронов ($kT_e \lesssim 1$ эВ) к молекулам Н₂, возбужденным на высокий колебательный уровень ($v \geq 5$) [5-7]. Основным процессом, обеспечивающим указанное возбуждение, является столкновение с быстрыми электронами. Процесс носит двухступенчатый характер: сначала молекула переводится в возбужденное электронное состояние, а затем в результате излучения она переходит в основное электронное состояние с высоким уровнем колебательного возбуждения. Поскольку для возбуждения молекул требуются быстрые, а для образования отрицательных ионов, наоборот, медленные электроны, то используются двухкамерные источники [7], в которых указанные процессы пространственно разнесены: в первой, газоразрядной, камере быстрые электроны, поддерживающие разряд, производят возбуждение молекул, во второй камере, отделенной от первой магнитным барьером, в результате схлаждения электронов достигаются оптимальные условия для образования отрицательных ионов.

В настоящей работе проведены исследования другого типа объемного безцезиевого источника ионов Н⁻, в котором используется отражательный разряд в магнитном поле. Получены рекордные для стационарных безцезиевых систем значения плотности тока (до 100 мА/см²) и проанализированы возможности использования такого типа источника для инжекторов нейтральных частиц.

Прежде чем перейти к результатам экспериментов, проведем краткий анализ эмиссионных возможностей такого разряда. Следует отметить, что как источник ионов Н⁻ он использовался уже давно [8], но поскольку в то время считалось, что основным процессом образова-