

# Основные особенности фотостимулированного переноса ионов в гетеропереходах на основе смешанных ионно-электронных (дырочных) проводников и модель тонкопленочного ионного ускорителя

© А.И. Стецун<sup>¶</sup>, Л.А. Дворина

Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича Национальной академии наук Украины, 03680 Киев, Украина

(Получена 17 марта 2011 г. Принята к печати 28 марта 2011 г.)

Рассмотрены основные особенности фотостимулированного переноса ионов в гетероструктурах на основе смешанных ионно-электронных (дырочных) проводников. Показано, что за счет корректного использования действия определенных физических факторов и специального дизайна для такой гетероструктуры можно реализовать эффективное ускорение ионов. Таким способом можно создать тонкопленочный ионный ускоритель.

## 1. Введение

Использование наноразмерных объектов в виде тонких пленок обеспечивает уникальные возможности для организации фотостимулированного переноса ионов в гетеропереходах (смешанный ионно-электронный (дырочный) проводник)–(обычный электронный (дырочный) полупроводник либо диэлектрик или металл). Фотостимулированный перенос ионов наблюдается при генерации фотоэлектродвижущей силы (фотоэдс) в таком тонкопленочном гетеропереходе, что впервые было показано в работе [1].

Известно, что области пространственного заряда в таком гетеропереходе обычно имеют наноразмерный характер [2]. Поэтому данный гетеропереход формируется из двух тонких пленок: одна из которых — смешанный ионно-электронный (дырочный) проводник, а другая пленка — это обычный полупроводник с электронной (дырочной) проводимостью (либо диэлектрик или металл). Характерные толщины пленок составляют от нескольких микрон до 40 нм.

Что нового в таких исследованиях? Процессы, которые происходят при фотостимулированном перемещении ионов в искусственно созданных гетеропереходах (смешанный ионно-электронный проводник)–(обычный полупроводник либо диэлектрик или металл), в определенных отношениях подобны процессам, которые наблюдаются в явлении фотодиффузии металла в полупроводник (другое название этого явления — фотолегирование). Основательные исследования этого явления описаны в монографии [3] и обзорной работе [4]. При экспонировании фотоактивным светом последовательно напыленных на подложку слоев металла (Ag, Cu, Zn, Mg, Ni, Pd, Sn) и халькогенидного стеклообразного полупроводника (либо другого подходящего полупроводника, например, галогенидов металлов) металл диффундирует в халькогенидный полупроводник, образуя промежуточный фотолегированный слой. В результате

фотостимулированного проникновения металла в халькогенидный полупроводник образуется промежуточный фотолегированный металлом слой. Физические и химические свойства таких слоев существенно изменяются. Кроме того, формирование промежуточного легированного слоя определяет и условия протекания процесса фотодиффузии металла (фотолегирования).

Явление фотодиффузии металла (фотолегирования) является перспективным для применения в качестве фоторезиста в нанолитографии и микролитографии в процессе производства современных больших и сверхбольших интегральных схем [5], а также для оптической записи информации [6,7].

Если правильно выбрать толщины слоев металла и полупроводника, которые образуют светочувствительную структуру металл–полупроводник, то в результате засветки металл полностью растворится в полупроводнике и вместо двух исходных слоев образуется один фотолегированный металлом слой полупроводника [3,4].

Для объяснения природы явления фотостимулированной диффузии металла в полупроводник было предложено довольно много разных моделей. Остановимся на наиболее типичных и обоснованных моделях.

Уже на ранних этапах исследования этого явления предлагались модели, которые рассматривали стимулированную освещением диффузию металла в полупроводник (фотолегирование металлом полупроводника) как твердотельную фотохимическую реакцию [8,9]. Соответственно основанием для такой реакции рассматривается ее энергетическая выгодность. Работа [8] посвящена исследованию с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния взаимодействия пленок состава As–S с разным содержанием мышьяка и серы с пленкой Ag при засветке такой светочувствительной структуры полупроводник–серебро. Авторы работы интерпретировали фотолегирование для такой светочувствительной структуры как двухстадийную фотохимическую реакцию. На начальном этапе происходит реакция между Ag и связями S–S, которые присутствуют в полупро-

<sup>¶</sup> E-mail: stetsun777@yahoo.com

воднике. На втором этапе реакция продолжается между  $\text{Ag}_2\text{S}$  и матрицей  $\text{As-S}$ . Была предложена модель, в соответствии с которой структуру стехиометрического фотолегирования стекла образуют пирамиды  $\text{AsS}_3$ , которые соединяются через звенья  $-\text{S}-\text{Ag}-\text{S}-$ .

Необходимо заметить, что более чем за 10 лет до того как исследователи из Великобритании опубликовали свои основополагающие в этой области работы [8,9], модель фотохимических превращений в светочувствительных структурах полупроводник–металл защищалась на основе работ исследователей из Украины [10].

Однако такие модели и другие подобные модели не объясняли генерацию фотоэлектродвижущей силы, которая экспериментально регистрировалась при освещении для многих светочувствительных структур полупроводник–металл [3,4]. Модель фотохимической реакции также не объясняла особенностей появления фототока во время процесса фотолегирования и некоторые другие особенности этого явления. Для системы  $\text{Ag}$ –халькогенидный полупроводник–электрод при освещении является характерной генерация фотоэдс и появление фототока. Такие результаты были установлены японскими исследователями [11–13].

Украинские исследователи провели детальное изучение фотоэлектрических процессов в ячейке слой  $\text{In}_2\text{O}_3$  ( $\text{Sn}$ )–слой  $\text{As}_2\text{S}_3$ –слой  $\text{As}_2\text{S}_3$  ( $\text{Ag}$ )–слой  $\text{Ag}$  в работе [14]. Наряду с исследованием генерации фотоэдс при освещении ячейки белым светом исследовалась зависимость фотоэдс от длины волны облучаемого света. Так, было установлено, что при облучении ячейки в области длин волн 450–460 нм фотоэдс может достигать 220 мВ.

Эти экспериментальные результаты привели к развитию электрических моделей фотостимулированной диффузии металла в полупроводник. Важное значение для обоснования механизма этого явления имела работа исследователя из США Лакшмикумара [15], который рассматривал область соединения нелегированного и фотолегированного слоев как гетеропереход между двумя материалами — нелегированного полупроводника и легированного полупроводника. Правильность такой модели гетероперехода была экспериментально доказана в ряде работ [16,17]. Было установлено, что при генерации фотоэлектродвижущей силы на границе раздела нелегированный–фотолегированный серебром халькогенидный стеклообразный полупроводник происходит разделение электронов и дырок таким образом, что они создают тянущее электрическое поле для ионов серебра. Это электрическое поле заставляет перемещаться ионы  $\text{Ag}^+$  из фотолегированного слоя в нелегированный слой. Таким образом, в процессе фотолегирования формируется природный гетеропереход, который перемещается во время освещения светом светочувствительной системы полупроводник–металл.

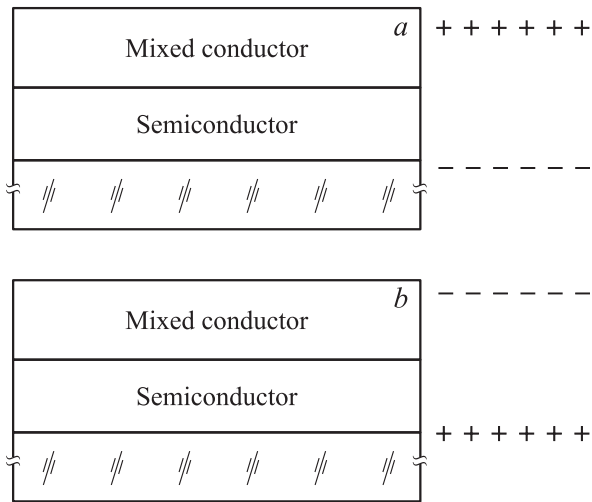
Развитие моделей для фотостимулированной диффузии металла в полупроводник привело к тому, что в

настоящее время не отрицается химическое связывание ионов металла с матрицей халькогенидного стеклообразного полупроводника, но при этом отмечается важное значение специфических координационных связей металл–халькоген. Фотодиффузия проходит по местам неподделанных электронных пар атомов халькогена, а обычные ковалентные связи металл–халькоген образуются в местах оборванных связей матрицы полупроводника [18,19]. При этом микромеханизм данного явления связывают с электрическими процессами на границах раздела (нелегированный полупроводник)–(легированный полупроводник) и (легированный полупроводник)–металл.

В результате исследования природы и механизма явления фотостимулированной диффузии металла в полупроводник (фотолегирования) возникли идея и задача исследования фотостимулированного перемещения ионов в искусственно созданных гетеропереходах (фотолегированный металлом слой полупроводник)–(обычный нелегированный полупроводник) [1,20]. В наиболее общем представлении речь идет о гетеропереходе между смешанным ионно-электронным (дырочным) проводнике и обычном нелегированном полупроводнике, так как исследования фотолегированных металлами полупроводников показали, что при высоких концентрациях металла свыше 15% такие материалы являются смешанными ионно-электронными (дырочными) проводниками [1,3,16]. Суть упомянутой выше идеи заключается в том, что если при фотостимулированной диффузии металла в полупроводник образуется природный гетеропереход, который обеспечивает эту диффузию, то тогда можно создать искусственный гетеропереход, такой, чтобы генерация фотоэдс в этом гетеропереходе обеспечивала массоперенос ионов металла по толщине одного из слоев гетероперехода.

Так как природный процесс фотолегирования является перспективным для оптической записи информации, искусственно созданный гетеропереход на основе смешанного ионно-электронного (либо ионно-дырочного) проводника тоже будет перспективным для оптической записи информации и других применений. Впервые исследования фотостимулированного перемещения ионов в искусственно созданных гетеропереходах между смешанным ионно-электронным проводником и обычным электронным проводником были выполнены одним из авторов настоящей работы в статьях [1,20]. Было показано, что в таких гетеропереходах реализуется перенос ионов по толщине одного из слоев, образующих гетеропереход, т.е. экспериментально доказана научная концепция фотостимулированного переноса ионов для этих гетеропереходов.

Схематически процессы в таких гетеропереходах можно изобразить следующим образом. Тонкопленочный гетеропереход, который состоит из слоя твердого электролита со смешанной ионно-электронной (дырочной) проводимостью (по-другому этот материал называют смешанным ионно-электронным проводником) и слоя



**Рис. 1.** Схематическое изображение гетероперехода на основе смешанного ионно-электронного (дырочного) проводника. Слой обычного электронного (дырочного) полупроводника и смешанного ионно-электронного (дырочного) находится на прозрачной подложке. Справа от гетероперехода показано, как разделяются фотовозбужденные электронно-дырочные пары при освещении тонкопленочной структуры: *a* — дырки перемещаются в квазинейтральную область смешанного проводника, а электроны в квазинейтральную область обычного полупроводника; *b* — фотовозбужденные электроны перемещаются в квазинейтральную область смешанного проводника, а фотовозбужденные дырки в квазинейтральную область обычного полупроводника.

полупроводника с электронной (либо дырочной), проводимостью, показан на рис. 1, *a, b*. Справа от гетероперехода показано, как разделяются фотовозбужденные электроны и дырки при генерации фотоэдс. В зависимости от типа зонной диаграммы гетероперехода дырки могут перемещаться в квазинейтральную область слоя ионно-электронного (дырочного) проводника, а электроны в квазинейтральную область электронного проводника (рис. 1, *a*) либо наоборот (рис. 1, *b*). Электрическое поле между разделенными полем гетероперехода фотовозбужденными электронами и дырками будет действовать на ионы, которые находятся в слое смешанного ионно-электронного проводника и заставлять их перемещаться в направлении, перпендикулярном к границе раздела слоев. Если ионы обладают положительным зарядом, то в случае, показанном на рис. 1, *a*, они перемещаются к границе раздела слоев, а в случае, изображенном на рис. 1, *b*, — к свободной поверхности смешанного ионно-электронного (дырочного) проводника. Такое схематическое представление физических процессов учитывает фактор электрического поля, но не учитывает влияние электронного ветра [21], речь об особенностях его влияния будет идти несколько позже.

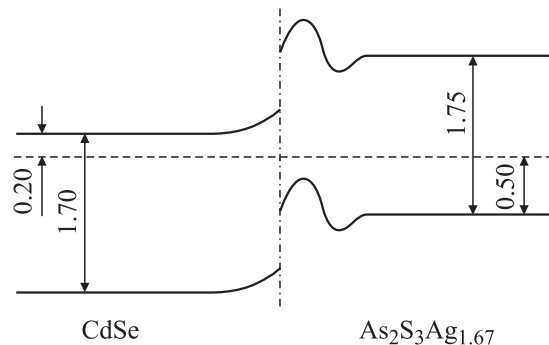
Ситуация, показанная на рис. 1, *a*, реализовалась при исследовании гетеропереходов  $\text{CdSe}-\text{As}_2\text{S}_3\text{Ag}_x$  ( $x = 0.9-2.4$ ), которые были проведены в работе [1].

Так, при освещении гетероперехода  $\text{CdSe}-\text{As}_2\text{S}_3\text{Ag}_{1.67}$  галогенной лампой КТ-220-500 при освещенности  $8 \cdot 10^4$  лк с помощью оже-анализа регистрировалось повышение концентрации ионов серебра на границе раздела слоев до 5 ат%. Также наблюдалось образование кластеров 0.2–0.5 мкм и осадений серебра 2–3 мкм в результате фотоосаждения этого металла на границе раздела слоев.

Так как существование фотостимулированного переноса ионов было доказано экспериментально, это явление можно использовать для создания тонкопленочного ионного ускорителя на основе гетероструктур из смешанных ионно-электронных (дырочных) проводников, что будет показано в следующих разделах работы.

## 2. Теоретический анализ

Фотостимулированный перенос ионов наблюдается, когда при освещении гетероструктуры на основе смешанного ионно-электронного проводника генерируется фотоэдс [1]. В работе [20] было показано, что для наличия фотостимулированного переноса ионов также необходимо, чтобы энергия квантов освещения превышала не только ширину энергетических щелей полупроводников, образующих гетеропереход, но и барьер в зоне проводимости (рис. 2). В этой работе рассмотрена зонная диаграмма такого гетероперехода и показано, что особенности этой диаграммы обусловлены взаимодействием трех типов заряженных частиц — отрицательно заряженных электронов, положительно заряженных дырок и положительно заряженных ионов. Взаимодействие дырок и электронов, которые являются основными электронными носителями в двух разных пленках, описывается диффузионной моделью [2]. Перемещение ионов и образование плотного ионного слоя рядом с областью пространственного заряда, обусловленного диффузионными процессами дырок и электронов, происходит из-за взаимодействия положительных ионов с электрическим полем электронно-дырочной области пространственного заряда. Вследствие этого зонная диаграмма гетероперехода описывается широким участком с наклоном зон



**Рис. 2.** Зонная диаграмма гетероперехода  $\text{CdSe}-\text{As}_2\text{S}_3\text{Ag}_{1.67}$  [1].

**Таблица 1.** Энергия активации ионной проводимости  $E_a$  для некоторых твердых электролитов

Электролит	$E_a$ , эВ*
$\alpha$ -AgI	0.051
KAg <sub>4</sub> J <sub>5</sub>	0.095
NH <sub>4</sub> Ag <sub>4</sub> J <sub>5</sub>	0.095
RbAg <sub>4</sub> I <sub>5</sub>	0.098
Ag <sub>2</sub> J <sub>4</sub> WO <sub>4</sub>	0.16
[(CH <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> N] <sub>2</sub> Ag <sub>13</sub> J <sub>15</sub>	0.17
AgCl	0.16
AgBr	0.15
LiCl	0.40
LiBr	0.39
LiI	0.40
(Ag <sub>2</sub> GeS <sub>3</sub> ) <sub>48</sub> (AgI) <sub>52</sub>	0.28
(Li <sub>4</sub> P <sub>2</sub> S <sub>7</sub> ) <sub>42</sub> (LiI) <sub>58</sub>	0.42
(Li <sub>2</sub> S) <sub>30</sub> (B <sub>2</sub> S <sub>3</sub> ) <sub>23</sub> (LiI) <sub>47</sub>	0.33
(Li <sub>2</sub> S) <sub>30</sub> (B <sub>2</sub> S <sub>3</sub> ) <sub>26</sub> (LiI) <sub>44</sub>	0.3

Примечание. \* Значения  $E_a$  приведены по данным работ [22–24].

**Таблица 2.** Зависимость энергии ионно-электронного взаимодействия  $U$  от концентрации фотовозбужденных электронов  $C$  в слое смешанного ионно-электронного проводника. Расчет учитывает взаимодействие одновалентного положительного иона с восьмью ближайшими фотовозбужденными электронами

$C$ , см <sup>-3</sup>	$U$ , эВ
10 <sup>20</sup>	0.77
10 <sup>21</sup>	1.66
10 <sup>22</sup>	3.57

и барьером в зоне проводимости [1,20]. Такой барьер обусловлен пространственным расположением области пространственного заряда и плотного ионного слоя. Фотостимулированный перенос ионов наблюдался, когда освещение достигало границы раздела слоев, образующих гетеропереход. Эти экспериментальные результаты указывают на то, что ионы перемещаются под действием электрического поля между разделенными в области пространственного заряда гетероперехода фотовозбужденными электронами и дырками. Основным механизмом преодоления барьера в зоне проводимости гетероперехода является инжекция электронов [20].

При высокой интенсивности освещения поле разделенных в области пространственного заряда гетероперехода фотовозбужденных электронов и дырок компенсирует поле гетероперехода. Происходит выравнивание изгиба зон. Тогда интенсивная миграция ионов к границе раздела слоев, которая регистрировалась экспериментально [20], возможна вследствие увлечения положительных ионов потоком перемещающихся фотовозбужденных электронов. Таким образом, для фотостимулированного перемещения ионов определенное значение

имеет увлечение положительных ионов потоком фотовозбужденных электронов.

Правильность этого вывода подтверждается сравнением энергии активации ионной проводимости (табл. 1) для ряда твердых электролитов и энергии кулоновского ионно-электронного взаимодействия (табл. 2). Энергия кулоновского ионно-электронного взаимодействия была рассчитана для ситуации, когда один положительный ион металла ( $Ag^+$ ) окружен восемью фотовозбужденными электронами. Сравнение данных табл. 1 и 2 показывает, что при высоких интенсивностях освещения, когда в смешанном ионно-электронном проводнике появляется значительное количество фотовозбужденных электронов, они могут эффективно увлекать ионы, так как энергия кулоновского ионно-электронного взаимодействия для ряда материалов превышает энергию активации ионной проводимости. Такая методика оценки влияния потока фотовозбуждения электронов на ионный массоперенос согласуется с современными теоретическими моделями о влиянии физических факторов на ионный перенос и с традиционными моделями [25–27]. В соответствии с этими моделями принимается, что в твердом теле ион находится в потенциальной яме глубиной  $\Delta g$ . Тогда вероятность  $W$  того, что в единицу времени он перейдет в соседнее положение, описывается выражением

$$W = \nu \exp\left(-\frac{\Delta g}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Если на такой ион оказывает воздействие фактор внешнего электрического поля либо увлечение за счет кулоновского потенциала окружающих ион электрических зарядов, то эти факторы влияют на значение показателя экспоненты. Вследствие этого для подвижности иона  $\mu$  в электрическом поле  $E$  справедливо выражение [15]

$$\mu = \mu_0 \exp\left[-\frac{(E_a - E\Delta x)}{kT}\right],$$

где  $E_a$  — энергия активации ионной проводимости,  $\Delta x$  — ширина потенциальной ямы. Исходя из таких рассуждений следует, что, так как энергия ионно-электронного взаимодействия превышает либо сравнима с энергией активации ионной проводимости (табл. 1 и 2), ионы будут эффективно увлекаться потоком фотовозбужденных электронов.

Таким образом, для фотостимулированного переноса ионов играют роль 2 физических фактора. Увлечение положительного иона металла происходит за счет того, что, когда фотовозбужденные электроны под действием поля гетероперехода движутся мимо иона, они перемещаются так близко возле иона, что увлекают его за счет кулоновского взаимодействия.

Кроме того, фотовозбужденные электроны и дырки создают электрическое поле, которое в зависимости от вида зонной диаграммы либо компенсирует основное поле гетероперехода, либо создает ускоряющий потенциал

для ионов. Особенности влияния этих физических факторов определяются конкретным видом зонной диаграммы и концентрацией электронных, дырочных и ионных носителей, которые принимают участие в формировании областей пространственного заряда гетероперехода на основе смешанного ионно-электронного проводника.

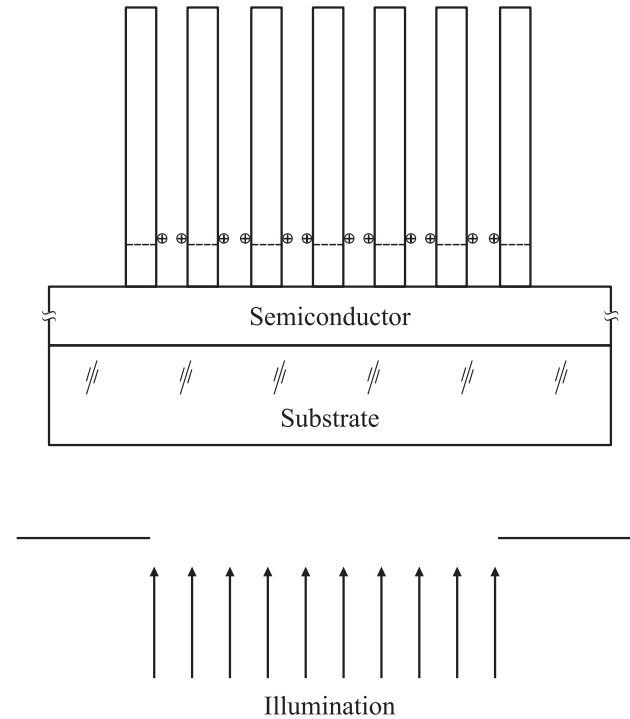
Использование двух физических факторов фотостимулированного переноса ионов, которые были рассмотрены выше, и специальных дизайнов таких гетероструктур может обеспечить возможность создания тонкопленочных ионных ускорителей различных дизайнов.

Если создать такие условия, чтобы после перемещения электронов через область пространственного заряда гетероперехода они двигались бы потоком с высокой плотностью, то они могли бы эффективно увлекать положительные ионы. За счет сильного электрон-ионного взаимодействия электроны могут захватывать ионы и заставлять их ускоряться до скорости электронного потока.

Необходимо заметить, что эффективному ускорению ионов в гетеропереходах на основе смешанного ионно-электронного (дырочного) проводника препятствуют две причины. Во-первых, при высокой концентрации ионов они будут компенсировать поле между разделенными в области пространственного заряда фотовозбужденными электронами и дырками. Во-вторых, столкновение ионов с остовами твердотельной матрицы смешанного проводника также будет препятствовать ускорению ионов.

Для того чтобы устранить влияние этих нежелательных факторов, создадим в смешанном ионно-электронном проводнике специальные узкие каналы, расположенные перпендикулярно к границе раздела слоев, и поместим ионы на стенки каналов (рис. 3). При этом концентрация ионов будет низкой и они уже не будут способны компенсировать поле между разделенными в области пространственного заряда фотовозбужденными электронами и дырками. Гетероструктура специального дизайна, показанная на рис. 3, по сути является тонкопленочным ионным ускорителем, так как в условиях, изображенных на рисунке, возможно эффективное ускорение ионов. В такой гетероструктуре ионы расположены за областью пространственного заряда гетероперехода. Электронный поток, который вылетает из области пространственного заряда гетероперехода, увлекает ионы за счет кулоновского взаимодействия и заставляя их ускоряться. Электроны, которые вылетают за область пространственного заряда гетероперехода, квантово-механически обмениваются энергией с электронами, которые находятся в пределах области пространственного заряда. Ускоритель действует таким образом, что накачка и ускорение фотовозбужденных электронов приводят к ускорению положительных ионов.

По данным монографии [28], скорость фотовозбужденных электронов, которые движутся в электрическом поле области пространственного заряда фотовольтаического гетероперехода либо  $p-n$ -перехода, составляет  $10^7$  см/с. Такой скорости движения электронов со-



**Рис. 3.** Схематическое изображение гетероструктуры на основе смешанного ионно-электронного (дырочного) проводника с каналами в таком проводнике. Штриховая линия обозначает границу области пространственного заряда в смешанном ионно-электронном (дырочном) проводнике. На стенках каналов в смешанном проводнике за областью обеднения показаны положительные ионы.

ответствует значение длины волны де Бройля 7.27 нм. Соответственно ширина канала должна быть равна или меньше длины волны де Бройля для того, чтобы электронные потоки с двух разных сторон канала эффективно обменивались энергией и увлекали ионы, расположенные на стенках канала.

Если свойства материалов подобраны так, что зонная диаграмма гетероперехода будет обеспечивать движение фотовозбужденных электронов к свободной поверхности смешанного проводника, а дырок в глубь обычного полупроводника, то такое разделение фотовозбужденных носителей будет вызывать ускорение положительных ионов по направлению к свободной поверхности смешанного проводника. При этом положительные ионы, с одной стороны, будут увлекаться потоком фотовозбужденных электронов за счет интенсивного ионно-электронного взаимодействия, а с другой — будут ускоряться электрическим полем между облаками электронов и дырок, т. е. будет происходить ускорение ионов. Впервые возможность использовать гетероструктуры специального дизайна как ускорителя ионов запатентована в работе [29].

При освещении такой гетероструктуры в импульсном режиме можно реализовать вылет ионов из смешанного ионно-электронного проводника. Для этого физические

свойства материалов и условия освещения должны быть подобраны так, чтобы ускорение ионов реализовалось в первую очередь за счет увлечения ионов электронным потоком. В случае, когда ионы будут двигаться по каналу со скоростью электронного потока, их кинетическая энергия существенно превысит энергию кулоновского ионно-электронного взаимодействия и энергию связи иона с поверхностью канала в смешанном проводнике. Это обеспечит вылет ионов из гетероструктуры при достижении ионами поверхности смешанного проводника.

При ускорении ионов в гетероструктуре специального дизайна таким способом их скорость можно увеличивать, если обеспечивать их взаимодействие с „горячими“ электронами. В соответствии с уравнением внутреннего фотоэффекта.

$$h\nu = E_g + \frac{m_e V_e^2}{2}, \quad (3)$$

где  $h\nu$  — энергия квантов света,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны освещаемого материала,  $m_e$  — масса электрона,  $V_e$  — скорость электрона. Таким образом, энергия кванта расходуется на преодоление электроном ширины запрещенной зоны, освещаемого материала и на приобретение электроном скорости  $V_e$ . Если энергия квантов света существенно превышает ширину запрещенной зоны, то можно создавать условия, когда скорость „горячих“ электронов будет высокой. При специальном дизайне гетероструктуры можно направлять движение „горячих“ электронов к свободной поверхности смешанного проводника. Тогда этот поток горячих электронов будет увлекать ускоряемые ионы до высоких скоростей. Кинетическая энергия ионов возрастает в соответствии с квадратом их скорости.

Полезным фактором для ускорения ионов также может служить подключение гетероструктуры специального дизайна к внешнему источнику напряжения. За счет этого можно варьировать количество электронных носителей, которые формируют области пространственного заряда гетероперехода и их потенциалы. При освещении такого гетероперехода фотовозбужденные электроны будут более эффективно увлекать ионы.

Общие оценки условий ускорителя ионов в гетероструктурах различных дизайнов показывают возможность разных режимов работы, а именно собственно ионного ускорителя либо ионного лазера. Режим ионного ускорителя может реализоваться наиболее непосредственно, когда ионы ускоряются в пределах тонкопленочной гетероструктуры либо такой же гетероструктуры, но с узкими каналами (рис. 3) без их вылета за пределы гетероструктуры. В этом случае в качестве облучаемого ионами материала может использоваться либо сама матрица смешанного проводника, либо другой материал, который в микро- или даже наномасштабах может подаваться по каналу в облучаемую область. Интересная возможность также состоит в том, чтобы обеспечивать контакт свободной части канала с другим материалом, который необходимо бомбардировать ионами.

Однако более важный режим работы ионного ускорителя заключается в вылете ионов из гетероструктуры. При этом если кинетическая энергия иона существенно превышает энергию связи иона с матрицей смешанного проводника в ускоряющем канале, то реализуется режим собственно ускорителя. Но если энергия ускоренного в канале иона превышает энергию связи с матрицей смешанного проводника на небольшую величину, сравнимую с самой энергией связи, то возможен режим работы ионного лазера. Это обусловлено тем, что энергия связи иона с матрицей смешанного проводника будет пороговым параметром, который обеспечивает синхронизацию энергии ионного потока.

### 3. Заключение

В данной работе более детально, чем в предыдущих работах [1,20], проанализированы физические факторы фотостимулированного переноса ионов в гетеропереходах на основе смешанного ионно-электронного (дырочного) проводника и возможность практического применения действия этих физических факторов.

Для фотостимулированного переноса ионов в гетеропереходах на основе смешанных ионно-электронных (дырочных) проводников определенную роль играют увлечение положительных ионов электронным потоком и действие электрического поля между разделенными полем гетероперехода фотовозбужденными электронами и дырками. Анализ особенностей действия этих факторов показывает, что на основе гетероструктуры специального дизайна можно создать тонкопленочный ионный ускоритель. Модель такого ускорителя впервые запатентована в [29] и развивается в данной работе.

### Список литературы

- [1] А.И. Стецун. ФГТ, **46** (6), 1092 (2004).
- [2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [3] И.З. Индутный, М.Т. Костышин, О.П. Касярум, В.И. Минько, Е.В. Михайловская, П.Ф. Романенко. *Фотостимулированные взаимодействия в структурах металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1992).
- [4] A.V. Kolobov, S.R. Elliott. *Adv. Phys.*, **40** (5), 625 (1991).
- [5] У. Моро. *МикролитогRAFия* (М., Мир, 1990).
- [6] J. Bordogna, S.A. Keneman. *Holographic Recording Media*, ed. by H.M. Smith (Berlin, Springer 1977) p. 229.
- [7] М.Т. Костышин, П.Ф. Романенко, И.З. Индутный и др. *Фундаментальные основы оптич. памяти и среды*, **14**, 85 (1983).
- [8] A.P. Firth, P.S. Ewen, A.E. Owen. *Structure Non-Cryst. Materials. Proc. 2nd Int. Conf.* (Cambridge-London-N.Y., 1982).
- [9] P.J.S. Ewen, W. Taylor. *Philosophical Magazine B*, **48** (4), L15 (1983).
- [10] П.Ф. Романенко. Автореф. канд. дисс. (Киев, 1971).
- [11] R. Ishikawa. *Sol. St. Commun.*, **30**, 99 (1979).
- [12] A. Matsuda, M. Kikuchi. *Sol. St. Commun.*, **13**, 401 (1973).

- [13] H. Kokado, I. Shimizu, T. Tatsuno, E. Inoue. *J. Non-Cryst. Sol.*, **21**, 225 (1976).
- [14] И.З. Индутный, А.А. Кудрявцев, Е.В. Михайловская. Препринт № 10–91. Ин-т полупроводников АН УССР (Киев, 1991).
- [15] S.T. Lakshmikummar. *J. Non-Cryst. Sol.*, **88**, 196 (1986).
- [16] В.А. Данько, И.З. Индутный, А.А. Кудрявцев, В.И. Минько, А.И. Стецун. *Укр. физ. журн.*, **36** (6), 937 (1991).
- [17] A.V. Kolobov, G.E. Bedelbaeva. *Phil Mag. B.*, **64**, 21 (1991).
- [18] A.I. Stetsun, I.Z. Indutnyi, V.G. Kravets. *J. Non-Cryst. Sol.* **202**, 113 (1996).
- [19] A.V. Stonski, M. Vlček, A.I. Stetsun, A. Sklenař, P.E. Shepeliavii. *J. Non-Cryst. Sol.*, **270**, 129 (2000).
- [20] А.И. Стецун. *ФТП*, **37** (10), 1197 (2003).
- [21] В.Б. Фикс. *Ионная проводимость в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1969).
- [22] В.Н. Чеботин, М.В. Перфильев. *Электрохимия твердых электролитов* (М., Химия, 1978).
- [23] Е.А. Укше, Н.Г. Букун. *Твердые электролиты* (М., Наука, 1977).
- [24] A. Feltz. *J. Non-Cryst. Sol.*, **90**, 545 (1987).
- [25] K. Funke. *J. Non-Cryst. Sol.*, **172**, 1215 (1994).
- [26] A. Pradel, M. Ribes. *J. Non-Cryst. Sol.*, **172**, 1315 (1994).
- [27] А. Лидьярд. *Ионная проводимость в кристаллах* (М., Иностр. лит., 1962).
- [28] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы* (М., Энергоатомиздат, 1987).
- [29] А.И. Стецун. Патент Украины на полезную модель № 31004. Промышленная собственность [Бюл. № 6 (2008)].

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Main features of ions photostimulated transfer in the heterojunctions based on the mixed ion-electron (hole) conductors and the model of thin-layers accelerator**

*A.I. Stetsun, L.A. Dvorina*

Frantsevich Institute  
for Problems of Materials Science,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03680 Kiev, Ukraine

**Abstract** The physical reasons of ions transfer which is caused by illumination was considered for the heterojunctions based on the mixed ion-electron conductors. It was shown that special design of the heterostructure allow to provide the effective acceleration of ions. Thus the thin-layers ionic-accelerator can be constructed.