Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. Т. 68, № 3 (2025), с. 209–229 Energetika. Proc. CIS Higher Educ. Inst. and Power Eng. Assoc. V. 68, No 3 (2025), pp. 209–229 209

https://doi.org/10.21122/1029-7448-2025-68-3-209-229

УДК 53 (075.3)

## Вольт-амперные характеристики выпрямительных диодов металл – полупроводник

### Часть 1

Формирование токов проводимости и токов смещения на *p-n* переходе

## Л. И. Гречихин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>УО «Белорусская государственная академия связи» (Минск, Республика Беларусь)

Реферат. Электрические токи, возникающие в контакте металл – полупроводник, представляют в виде суммы токов диффузии и токов дрейфа. Для определения их величины предлагались разные эмпирические формулы. Такой подход определения электрических токов в диодах металл - полупроводник не позволяет получать экспериментально определенные величины электрических токов. В этой связи возникла проблема в разработке теоретических основ производства такого вида техники на достаточно обоснованной теоретической базе с учетом последних достижений в электротехнике и электронике. Теоретически рассчитанная поверхность из трехатомных молекул для кремния полностью совпала с экспериментальными данными, полученными на туннельном микроскопе. Рассмотрен процесс нанесения пленки из полупроводника германия или кремния на основу металла – алюминия. Показано, что наиболее оптимальным является нанесение покрытий методом лазерного распыления. Определена концентрация свободных электронов в зоне проводимости алюминия, которая возникает вследствие ионизации отрицательных ионов и термоавтоэлектронной эмиссии электронов из металла под действием температуры и приложенного внешнего напряжения. Разработана теория формирования электрических токов проводимости и смещения. Установлены условия возникновения электрического тока проводимости в столбообразных пустотах на поверхности алюминия и токов смещения в подводящих проводах. Показано, каким образом происходит превращение токов проводимости в ток смещения на границе p-n перехода.

Ключевые слова: диод, стабилитрон, ток проводимости, ток смещения, термоавтоэлектронная эмиссия, энергия сродства, работа выхода

Для цитирования: Гречихин, Л. И. Вольт-амперные характеристики выпрямительных диодов металл – полупроводник. Ч. 1: Формирование токов проводимости и токов смещения на *p*-*n* переходе / Л. И. Гречихин // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. 2025. Т. 68, № 3. С. 209–229. https://doi.org/10.21122/1029-7448-2024-68-3-209-229

# Volt-ampere Characteristics of Metal-semiconductor Rectifier Diodes

## Part 1

## Formation of Conduction Currents and Displacement Currents at the *p*-*n* Junction

## L. I. Gretchikhin<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Educational Institution "Belarusian State Academy of Communication"

Abstract. Electric currents arising in metal-semiconductor contact are represented as the sum of diffusion currents and drift currents. The use of various empirical formulas was proposed to de-

Адрес для переписки	Address for correspondence
Гречихин Леонид Иванович	Gretchikhin Leonid I.
УО «Белорусская государственная	Educational Institution "Belarusian State
академия связи»	Academy of Communication"
ул. Уборевича, 77,	77 Uborevich str.,
220096, г. Минск, Республика Беларусь	220096, Minsk, Republic of Belarus
Тел.: +375 17 378-46-44	Tel.: +375 17 378-46-44
gretchihin@yandex.ru	gretchihin@yandex.ru

termine their value. This approach to determining electric currents in metal-semiconductor diodes does not allow pinpointing experimentally obtained values of electric currents. In this regard, there was a problem in developing the theoretical foundations for the production of this type of equipment on a sufficiently sound theoretical basis, taking into account the latest achievements in electrical engineering and electronics. The theoretically calculated surface of triatomic molecules for silicon completely coincided with the experimental data obtained on a tunneling microscope. The process of applying a film made of germanium or silicon semiconductor to an aluminum metal base is considered. It is shown that the most optimal is the application of coatings by laser spraying. The concentration of free electrons in the conduction band of aluminum is determined, which occurs due to the ionization of negative ions and thermoautoelectronic emission of electrons from the metal under the influence of temperature and applied external voltage. A theory of the formation of electric currents of conduction current in columnar cavities on the aluminum surface and displacement currents in the supply wires are specified. It is shown how the conversion of conduction currents into a displacement current occurs at the boundary of the *p*-*n* junction.

**Keywords:** diode, zener diode, conduction current, displacement current, thermoautoelectronic emission, affinity energy, output operation

**For citation:** Gretchikhin L. I. (2025) Volt-ampere Characteristics of Metal-semiconductor Rectifier Diodes. Part 1: Formation of Conduction Currents and Displacement Currents at the *p*–*n* Junction. *Energetika. Proc. CIS Higher Educ. Inst. and Power Eng. Assoc.* 68 (3), 209–229. https://doi. org/10.21122/1029-7448-2025-68-3-209-229 (in Russian)

#### Введение

В выпрямительных диодах и стабилитронах используется контакт металл – полупроводник. В качестве металла применяется алюминий, а в качестве полупроводников – германий или кремний. В такой комбинации полагают [1–3], что реализуется p-n переход, область контакта полупроводника с металлом у катода является p-проводимостью, а у анода – n-проводимостью. Общий электрический ток при этом определяется суммой четырех слагаемых [3]

$$I_{p-n} = I_{n, \, \mu \mu \phi} + I_{p, \, \mu \mu \phi} - I_{n, \, \mu p} - I_{p, \, \mu p}, \qquad (1)$$

где  $I_{n, ди\phi}$  – электронный ток диффузии;  $I_{p, ди\phi}$  – дырочный ток диффузии;  $I_{n, д\mu\phi}$  – электронный ток дрейфа;  $I_{p, д\mu}$  – дырочный ток дрейфа.

Максвелл, анализируя законы электромагнетизма, полученные опытным путем, представил их математически в обобщенном виде. На этой основе стало ясно, что в природе существует только два вида электрических токов – ток проводимости и ток смещения. Оба этих токов переносят энергию. Механизм переноса энергии этими токами разный. В токе проводимости перенос энергии определяется движением свободных электрических зарядов, а в токе смещения – изменением электрического поля, т. е. вектором Умова–Пойнтинга [4]. Поэтому электронный ток диффузии и дырочный ток дрейфа следует рассматривать как ток проводимости, в котором процесс получения свободных электронов и их скорости движения могут быть разными.

В процессе анализа работы диода Ганна [5] рассматривался электронный ток проводимости по внешней поверхности толстостенного полупроводника. В этом случае подвижность определялась скоростью, которая возникает в пустотах между поверхностными кластерами непосредственно у контакта металл – полупроводник. Когда на туннельном микроскопе были получены поверхности твердых тел [6], это позволило в работах [7–9] показать, что *p*- и *n*-проводимости<sup>\*</sup> в полупроводниках возникают вследствие ионизации отрицательных ионов атомов легированного полупроводника.

Полученные экспериментально величины электрических токов пытались аппроксимировать разными функциями, т. е. создавались эмпирические зависимости. Полученные эмпирические зависимости, как правило, не отражают реально получаемые электрические токи. Поэтому их анализировать не следует.

В общем случае электрический ток для движущихся свободных электронов определяется по формуле [10]

$$I = e n_e v_e S, \tag{2}$$

где e – заряд электрона;  $n_e$  – концентрация свободных электронов;  $v_e$  – подвижность электронов; S – площадь сечения, через которую движутся свободные электроны.

Общая площадь электродов, применяемых в электронике, составляет не более 100×100 мкм [1, 2]. Электрический ток, определяемый по формуле (2), Максвелл определил как ток проводимости. Все величины, входящие в (2), кроме заряда электрона, неясно, как определять.

Аналогичная ситуация имеет место и для движения положительно заряженных дырок. Положительно заряженные дырки создаются положительно заряженными ионами кристаллической решетки, которые внутри кристалла покоятся и совершать движение, создавая электрический ток, не в состоянии. Поэтому для положительно заряженных дырок формула (2) не применима в принципе.

Чтобы как-то улучшить ситуацию, рассматривают движение электронов под действием контактной разности потенциалов. Контактная разность потенциалов возникает в контакте между двумя разными кристаллами, а в рассматриваемом случае контакт осуществляется между кристаллом и достаточно тонкой нанопленкой. В таком контакте разность потенциалов неясно, как определять. В контакте металл – полупроводник ситуация более сложная. В этой связи возникла *цель*: рассмотреть контакт металл – полупроводник с позиций образования отрицательных ионов атомов и молекул полупроводника, нанесенного на поверхность металла.

Для реализации поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

 – рассмотреть процесс нанесения пленки полупроводника на основу металла алюминия;

<sup>\*</sup> Терминология сохранена старая, чтобы было понятно, о чем идет речь.

 – определить концентрацию свободных электронов в зоне проводимости алюминия в процессе ионизации отрицательных ионов под действием температуры и приложенного внешнего напряжения;

 установить условия возникновения электрического тока проводимости и тока смещения в контакте металл – полупроводник.

## Основная часть

Нанесение пленки полупроводника на поверхность алюминия. С помощью туннельного микроскопа доказано, что кристаллы и поверхность кристаллов алюминия, кремния и германия формируются трехатомными молекулами [6]. Конструкция поверхности из трехатомных молекул возникает в кристаллах гранецентрированной и алмазной структур. Теоретический расчет поверхности алмазного кристалла кремния идеально совпал с экспериментально измеренной [10]. Оказалось, что структура поверхности кристалла и его внутренняя структура абсолютно разные. В поверхностном слое кристалла образуются столбообразные пустоты, размер которых для кремния (на основании рис. 1b)  $d_p = 3,964 \cdot 10^{-10}$  м несколько больше диаметра молекулы данного материала [11].

Количество трехатомных молекул германия или кремния, которые могут полностью заполнить поверхность кристалла алюминия внутри столбообразной пустоты, составляет ~3. Кристалл алюминия в чистом виде присутствует только внутри столбообразных пустот. В кристалле алюминия положительно заряженные атомы формируют кристаллическую решетку, а внутри такой решетки находятся электроны. Теоретический расчет распределения электронов по энергиям внутри металла алюминия в сравнении с экспериментальными данными выполнен в работе [12]. Для электронов внутри кристалла смещение границы ионизации атомов алюминия относительно нулевого значения энергии составило  $\Delta \theta_i = 0,987$  эВ, а смещение уровня Ферми относительно смещенной границы ионизации  $E_F = 1,687$  эВ [12]. Это значение энергии является шириной запрещенной зоны для кристалла алюминия.

После образования отрицательных ионов атомов в поверхностном слое кристалла встроенные дипольные электрические моменты примесей при взаимодействии с внешним электрическим полем располагаются нормально к поверхности [13, 14]. Встроенные дипольные электрические моменты отрицательных ионов германия и кремния под воздействием температуры устанавливаются хаотически, а приложенное внешнее электрическое поле выстраивает встроенные диполи нормально к поверхности кристалла. При этом уровень энергии сродства к электрону у германия 1,23 эВ и отстоит от дна зоны проводимости алюминия на удалении 0,243 эВ. Полагают, что отрицательный ион кремния обладает максимальной энергией сродства 1,39 эВ [15]. Экспериментально в работах [10, 14] получено максимальное значение сродства к электрону для кремния ~1,5 эВ<sup>\*</sup>. Этот уро-

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Термоавтоэлектронную эмиссию с одного атома следует рассматривать как прямой метод измерения сродства к электрону этого атома.

вень энергии отстоит от дна зоны проводимости алюминия на удалении 0,513 эВ. Если величина осаждаемых молекул не превышает размер трехатомных молекул, которые формируют поверхность кристалла алюминия, то атомы примеси в столбообразных пустотах располагаются на поверхности кристалла и непосредственно взаимодействуют с кристаллом.

*Размеры радиусов и величины встроенных дипольных электрических моментов* осаждаемых веществ, а также основы алюминия приведены в табл. 1. Наиболее точно определены радиусы атомов в структуре кристалла с использованием данных рентгеноструктурного анализа.

Таблица 1

#### Значения радиусов атомов в кристалле, молекуле и свободных атомах, а также сродство к электрону и встроенного атомного электрического момента в атомах [15, 16]

Параметр	Осаждаемые частицы и основа			
Параметр	германий	кремний	алюминий	
Радиус атома в кристалле, Å	1,390	1,180	1,430	
Радиус свободного атома, Å	1,536	1,475	1,817	
Радиус молекулы, Å	2,210	2,122	2,614	
Сродство к электрону атомов, эВ	1,230	1,500 (1,380)	0,440	
Дипольный электрический момент атома, Кл·м ·10 <sup>30</sup>	2,618	5,100	3,410	
Величина заряда в центре молекулы, Кл·10 <sup>20</sup>	1,704	3,458	2,135	

The values of the radii of atoms in a crystal, in a molecule, and in free atoms, as well as of the electron affinity and the built-in atomic electric moment in atoms [15, 16]

Радиусы свободных атомов определены теоретически, и эти значения можно считать достаточно надежными (приведены в справочнике [16]). Наиболее грубо определены радиусы молекул. Например, для кремния из структуры поверхности кристалла кремния, полученной туннельным микроскопом, расстояние между молекулами на поверхности кремния (111) равно ~3,72 Å. Радиус молекулы кремния на основании строения трехатомной молекулы [17] соответствует 2,122 Å, а из строения трехатомной молекулы германия этот радиус равен 2,21 Å. Соответственно радиус трехатомной молекулы алюминия имеет значение 2,614 Å.

Чтобы напылять монослои из трехатомных молекул на поверхность алюминия, которая сформирована трехатомными молекулами, применяют испарение при температуре кипения. В этих условиях на разогретой жидкой поверхности образуются поверхностные кластеры из трехатомных молекул, а также преимущественно присутствуют трехатомные молекулы [10]. В центре каждой трехатомной молекулы возникает нескомпенсированный положительный или отрицательный электрический заряд с вероятностью 0,5 [18]. Нескомпенсированный внутренний заряд в трехатомной молекуле является зарядом, который сформирован во встроенном электрическом диполе каждого атома. Значения этих зарядов приведены в табл. 1. Поверхностные кластеры на жидкой поверхности вблизи температуры кипения друг с другом не контактируются, так как экранируются окружающими трехатомными молекулами, и поэтому они между собой не взаимодействуют и являются свободными. Поэтому вблизи температуры кипения с поверхности испаряются трехатомные молекулы и кластеры из трехатомных молекул в виде «снежинок» [19], а строго при температуре кипения испаряются только трехатомные молекулы. Со временем вследствие испарения температура поверхности уменьшается и на ней начинают образовываться поверхностные кластеры. В этом случае преимущественно испаряются кластеры. Практическая теория температурного испарения разработана в [19]. Подробно процесс испарения индия с осаждением на поверхность кремния детально изучен туннельным микроскопом, и полученные результаты приведены на рис. 1 [5].



Рис. 1. Последовательность формирования пленки индия на поверхности кремния Si [111]: а – длительность напыления 2 мин; b – 6 мин; c – 8 мин; d – 15 мин; e – 20 мин; 1 – молекулы; 2 – кластеры

*Fig. 1.* The sequence of indium film formation on the surface of silicon Si [111]: a – the duration of spraying is 2 min; b – 6 min; c – 8 min; d – 15 min; e – 20 min; 1 – molecules; 2 – clusters

В начальный момент напыления, когда индий был нагрет строго до температуры кипения, преимущественно испарялись молекулы индия. После двух минут напыления поверхность кремния оказалась практически чистой и достаточно редко осаждались молекулы индия. Практически все молекулы индия были поглощены столбообразными пустотами и дефектами поверхностного слоя кремния. Некоторые молекулы индия в виде кластеров из трех двухатомных молекул осаждались между молекулами, которые формируют столбообразную пустоту, и не проникали внутрь столбообразной пустоты. По мере увеличения времени напыления температура жидкого индия уменьшалась, что приводило к испарению преимущественно кластеров индия. Поток испарения кластеров значительно превосходит поток испарения молекул индия. Это обусловлено тем, что силы поверхностного натяжения для молекул отличны от нуля, а для кластеров равны нулю. Такая же динамика процесса испарения происходит, когда на алюминий напыляются трехатомные молекулы германия или кремния. В работах [20, 21] установлено, что большинство атомов содержат встроенный дипольный электрический момент. При образовании трехатомных молекул дипольные электрические моменты располагаются так, что в центре молекулы возникает нескомпенсированный электрический заряд разных знаков, т. е. возникает аллотропия [18].

На основании такой аллотропии поверхность твердого тела из трехатомных молекул является знакопеременной. Молекулы на поверхности твердого тела внутри столбообразных пустот взаимодействуют между собой кулоновским и диполь-дипольным взаимодействием своих атомов [18, 19]. С учетом этих видов взаимодействия величина энергии связи атомов германия с ионами кристалла алюминия равна ~5,1 эВ, а энергия связи атомов кремния с ионами кристаллической решетки алюминия обладает значением ~5,52 эВ. При таких значительных энергиях связи внутри столбообразных пустот трехатомные молекулы германия или кремния стремятся заполнить эти пустоты в поверхностном слое алюминия с распадом на отдельные атомы. Следующие трехатомные молекулы кремния или германия, наносимые на поверхность алюминия, в столбообразных пустотах будут взаимодействовать с тремя атомами первого монослоя. Такое взаимодействие реализуется преимущественно диполь-дипольным взаимодействием, в случае германия энергия связи составит ~0,018 эВ, а в случае кремния ~0,0574 эВ. Такие слабые энергии не позволяют осаждаться в столбообразных пустотах более одного монослоя молекул германия и кремния.

Каждый атом примеси, обладая встроенным дипольным электрическим моментом, взаимодействует с положительными ионами атомов кристаллической решетки. Такая электрон-дипольная связь для атомов кремния на поверхности кристалла алюминия обладает энергией связи 0,544 эВ, а для атомов германия – 0,268 эВ. Эти энергии связи удерживают атомы примеси на поверхности алюминия даже после полной ионизации отрицательных ионов.

На поверхность вокруг столбообразной пустоты трехатомные молекулы германия или кремния будут осаждаться на свой антипод в поверхностном слое алюминия. Энергия связи молекул германия при осаждении вокруг столбообразной пустоты составляет 0,0595 эВ, а молекул кремния 0,121 эВ. Энергия связи молекул германия и кремния в столбообразных пустотах в два и даже в три раза меньше, чем на внешней поверхности вокруг столбообразных пустот. При такой значительной разности энергий связи последующие напыляемые молекулы в столбообразные пустоты проникать не будут. Это хорошо видно на рис. 1d и рис. 1е, где показана экспериментально измеренная поверхность кремния при напылении на эту поверхность индия [6]. При длительном напылении молекулы и кластеры индия располагаются вокруг столбообразных пустот.

Минимальное увеличение энергии ионизации отрицательных ионов в столбообразной пустоте реализуется, когда между катодом и анодом на

столбообразную пустоту не наносится или наносится только один монослой молекул полупроводника на металлическую основу. Наносить более одного монослоя вокруг столбообразных пустот не следует, так как на внешней поверхности алюминия вокруг столбообразной пустоты начнут образовываться кластеры, которые резко уменьшат напряженность внешнего поля внутри столбообразных пустот в алюминии, что приведет к резкому уменьшению тока проводимости между катодом и анодом.

Энергия связи напыляемых трехатомных молекул на поверхность алюминия вокруг столбообразных пустот определяется кулоновским взаимодействием заряженных частиц адсорбированных трехатомных молекул, а также диполь-дипольным взаимодействием атомов в трехатомных молекулах, что составляет 0,0444 эВ и 0,121 эВ соответственно для германия и кремния. Такие энергии связи остаются устойчивыми до температур 515 К для германия и 1400 К для кремния. Следовательно, при легировании трехатомными молекулами германия или кремния на поверхность алюминия возникает прочная энергетическая связь с соответствующим расположением энергетических уровней в запрещенной зоне алюминия. При этом происходит образование отрицательных ионов атомов германия или кремния в столбообразных пустотах.

Так как молекулы кремния на основе алюминия обладают энергией связи, которая существенно выше, чем у молекулы германия, диоды на основе кремния применяют в высокотемпературной области. Чтобы получить эффективный p-n переход, время напыления подбирают чисто экспериментально. Это обусловлено тем, что напыление путем испарения длится до тех пор, пока все столбообразные пустоты будут заполнены тремя молекулами полупроводника.

Теория испарения, развитая в работе [19], позволяет определять плотность потока частиц испарения с учетом коэффициента Герца–Кнудсена  $J_{ev,i}$ . Время полного заполнения столбообразных пустот тремя молекулами примеси составит

$$dt = \frac{3}{J_{ev,i}\delta S}.$$
(3)

На основании рис. 1d обозначим: S – площадь, нанесенная полупроводником;  $\delta$  – доля поверхности, занимаемая столбообразными пустотами,  $\delta = \delta_1 \delta_2$ . Первая доля  $\delta_1$  определяется отношением площади, которая содержит столбообразную пустоту совместно с молекулами, окружающими пустоту, а вторая доля  $\delta_2$  есть отношение площади самой пустоты к площади окружения совместно с пустотой.

При производстве диодов используются точечная, плоскостная и диффузионная технологии. Во всех этих технологиях зона контакта металл – полупроводник является плоским конденсатором. В точечной технологии плоский конденсатор обладает емкостью не более 1 пФ, а электрический ток не превышает 20 мА. Точечная технология применяется при производстве преимущественно германиевых диодов.

При производстве кремниевых диодов используется в основном плоскостная или диффузионная технология. В этом случае плоский конденсатор обладает емкостью более 10 пФ. Для площади контакта  $S = 100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>, которую используют в технологии формирования p-n перехода, время напыления германия на такую поверхность алюминия в столбообразной пустоте составляет  $dt_{Ge} \cong 133$  с, а для кремния  $dt_{Si} \cong 58,6$  с. При напылении индия на поверхность кремния с такой же площадью время напыления  $dt_{In} \cong 261$  с. При двадцатиминутном напылении индия были заполнены все столбообразные пустоты и реализуется полное заполнение кластерами индия поверхности вокруг столбообразных пустот. Следовательно, для полного заполнения столбообразных пустот кремния молекулами индия в процессе легирования необходимо производить напыление менее двух минут, что подтверждается теоретическим расчетом.

Если учесть, что температура кипения у германия и кремния выше, чем у индия, то время заполнения столбообразных пустот должно быть наименьшее для кремния и наибольшее для индия. Теоретический расчет подтверждает этот вывод.

При прямом приложенном напряжении внутренний мономолекулярный нанесенный слой расположен у катода, а при обратном приложенном напряжении мономолекулярный слой расположен у анода. Толщина между катодом и анодом алюминия составляет не менее двух его молекулярных слоев.

Результаты полученных значений энергий связи приведены в табл. 2. В столбообразной пустоте молекулы германия и кремния с поверхностью кристалла алюминия связаны достаточно прочно. Поэтому внутри столбообразной пустоты молекулы германия и кремния на поверхности кристалла самопроизвольно распадаются на отдельные атомы.

Таблица 2

Параметр	Контакты			
	Поверхность вокруг столбообразной пустоты		Столбообразная пустота	
	германий –	кремний –	германий –	кремний –
	алюминии	алюминии	алюминии	алюминии
1-й монослой	0,0444	0,1210	5,1000	5,5200
2-й монослой	германий – германий	кремний — кремний	германий – атомы германия	кремний – атомы кремния
	0,0377	0,216	0,0134	0,0576
3-й монослой	0,0377	0,216	0,0134	0,0576

Энергия связи при разных типах взаимодействий, эВ Binding energy for different types of interactions, eV

Приложенное внешнее нормальное напряжение *U* внутри столбообразной пустоты практически полностью падает на толщине молекулярного слоя алюминия у катода и анода. При более длительном напылении кремния или германия происходит их осаждение вокруг столбообразных пустот. В этом случае напряженность электрического поля в адсорбированных слоях между катодом и анодом равна

$$E_{\mathfrak{I}} = \frac{U}{\left(2d_{\mathrm{Al}} + kd_{p}\right)},\tag{4}$$

где  $d_{Al}$  – диаметр молекулы алюминия;  $d_p$  – то же молекулы напыленной примеси; k – количество мономолекулярных слоев примеси вокруг столбообразных пустот на алюминии.

Результаты выполненных расчетов для каждого нанесенного на металлическую основу алюминия мономолекулярного слоя полупроводника при внешнем напряжении 0,25 В для германия и 0,55 В для кремния приведены в табл. 3. Возникающие напряженности электрических полей в столбообразных пустотах настолько большие (~3·10<sup>7</sup> В/м), что возникающая поляризация атомов в трехатомных молекулах алюминия и в молекулах примеси вокруг столбообразных пустот приводит к тому, что их внутренние дипольные моменты выстраиваются вдоль направления внешнего электрического поля.

Таблица 3

#### Напряженность электрического поля, концентрация атомов в столбообразной пустоте и электронов у зоны проводимости, подвижность электронов и электрические токи при нанесении одного, двух и трех мономолекулярных слоев полупроводникового материала

Electric field strength, concentration of atoms in a columnar cavity and concentration of electrons near the conduction band, electron mobility and electric currents during deposition of one, two and three monomolecular layers of semiconductor material

Параметр	Количество внешних нанесенных монослоев			
	0	1	2	3
Ge, <i>E</i> <sub>э</sub> , В/м	2,39·10 <sup>8</sup>	1,68·10 <sup>8</sup>	1,29·10 <sup>8</sup>	1,05·10 <sup>8</sup>
Si, <i>E</i> <sub>э</sub> , В/м	3,80·10 <sup>8</sup>	3,00·10 <sup>8</sup>	2,46·10 <sup>8</sup>	2,07·10 <sup>8</sup>
Ge, <i>v</i> <sub>e</sub> , м/с	$4,90.10^{3}$	5,19·10 <sup>3</sup>	$5,34 \cdot 10^3$	$5,44 \cdot 10^3$
Si, <i>v<sub>e</sub></i> , м/с	$7,34 \cdot 10^3$	$7,74 \cdot 10^3$	$7,95 \cdot 10^3$	$8,080 \cdot 10^3$
Ge, I, A	0,0733	4,63/0,128	0,168	0,194
Si, I, A	0,313/0,0087	0,011	0,030	2,016/0,056

Из табл. З следует, что сформированный диод на контакте металл – полупроводник наиболее эффективно работает, когда наносится полупроводниковый материал на металл только в столбообразную пустоту и при этом обеспечено совпадение этих пустот на электродах алюминия катоде и аноде. В этом случае работает только один моноатомный слой полупроводникового материала<sup>\*</sup>, который находится в столбообразной пустоте на поверхности катода кристалла алюминия с поверхностью (111).

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Вот почему производство чипов является сложной технологией, так как наносить на основу следует только один монослой примесей, а это задача непростая.

Важно также выяснить, как влияет расположение энергетических уровней отрицательных ионов германия или кремния на возникновение свободных электронов у зоны проводимости алюминия.

Возникновение свободных электронов у зоны проводимости алюминия при ионизации отрицательных ионов у катода. Напыление германия или кремния в процессе легирования производится на поверхность алюминия в индексах Миллера [111]. Поверхностный слой и кристалл

представляют алюминия единое целое. Структура такой поверхности показана на рис. 1b, а возникающая столбообразная пустота между кристаллами при их совпадении – на рис. 2. Черными точками отмечено расположение электронов в отрицательных ионах атомов примеси. Электроны в атомах примеси связаны энергией сродства. Поэтому под действием температуры и приложенного внешнего электриче-



Рис. 2. Столбообразная пустота:
 1 – кристалл алюминия; 2 – отрицательные ионы примеси; 3 – молекулы на поверхности алюминия;
 4 – двойной электрический слой
 *Fig. 2.* The columnar cavity:
 1 – aluminum crystal; 2 – negative impurity ions;
 3 – molecules on the surface of aluminum;
 4 – double electric layer

ского поля катод покидают электроны с отрицательных ионов и двигаются к аноду, создавая электрический ток проводимости. Преодолеть энергию связи атомов с кристаллом при нормальной температуре невозможно. Поэтому температурная ионизация отрицательных ионов не является определяющей. Приложенное нормальное напряжение U у катода вблизи зоны проводимости алюминия уменьшает энергию сродства. В этом случае вероятность ионизации отрицательных ионов германия или кремния возрастает. Возникнут дополнительно свободные электроны и увеличится ток проводимости. На основании закона Максвелла–Больцмана у зоны проводимости алюминия появятся свободные электроны. Концентрация свободных электронов на основании работ [9, 12] в столбообразной пустоте равна

$$n_e = n_a \exp\left[-\frac{\Delta E_A}{k_b T} \left(1 - \frac{e^2 \Delta \varphi^2}{\Delta E_A^2}\right)\right],\tag{5}$$

где  $\Delta E_A$  – энергия удаления от дна зоны проводимости алюминия энергетического уровня сродства к электрону атомов германия или кремния; T – температура контакта внутри диода;  $\Delta \varphi$  – приложенная разность потенциалов на атомах примеси (рис. 2). Знак (–) соответствует прямому приложенному напряжению. Из рис. 2 следует

$$\Delta \varphi = U \frac{r_a}{2d_{\rm Al} + kd_p}.$$
(6)

Здесь U – приложенная разность потенциалов между катодом и анодом;  $r_a$  – радиус атома примеси;  $d_{A1}$  – диаметр молекулы алюминия; k – число нанесенных молекулярных слоев примесей вокруг столбообразной пустоты;  $d_p$  – то же молекулы примеси.



Рис. 3. Расположение атомов внутри столбообразной пустоты: 1 – молекулы алюминия; 2 – атомы примеси *Fig. 3.* Arrangement of atoms inside a columnar cavity: 1 – aluminum molecules; 2 – impurity atoms

Из рис. 1d следует, что в каждой столбообразной пустоте по размеру может находиться не более трех молекул кремния или германия, каждая из которых содержит три атома. Молекулы примеси в столбообразной пустоте взаимодействуют с тремя атомами алюминия. В этом случае на поверхности кристалла алюминия будет 9 атомов примеси. Их расположение на поверхности кристалла алюминия в столбообразной пустоте приведено на рис. 3. В центре пустоты содержатся три атома от всех

трех молекул примеси. Остальные 6 атомов расположены под молекулами поверхностного слоя алюминия. Поэтому непосредственно с кристаллом алюминия взаимодействуют только те молекулы германия или кремния, которые проникают в столбообразные пустоты. Остальные молекулы осаждаются на поверхностном слое вокруг столбообразной пустоты, которая формируется трехатомными молекулами алюминия. В этом случае молекулы внутри столбообразной пустоты распадаются на атомы с образованием отрицательных ионов вследствие обмена валентными электронами атомов адсорбированных молекул с электронами, которые находятся внутри кристалла и распределены по энергиям относительно уровня Ферми.

На основании результатов, полученных в работах [5, 20], в молекулах на поверхности кристалла каждый атом является отрицательным ионом. Сродство к электрону у атомов алюминия равно ~0,44 эВ [15], а в совокупности для молекулы алюминия в целом сродство к электрону под действием высокого приложенного электрического поля составит ~1,32 эВ. При достаточно сложном распределении электрических зарядов на поверхности алюминия для атомов примеси эффективное значение сродства к электрону может оказаться больше, чем для нейтрального атома. Из рис. 4 следует, что электрон отрицательного иона примеси взаимодействует только с одним наведенным дипольным моментом атомов молекул алюминия и примесей. Результат такого электрон-дипольного взаимодействия

с напылением одного слоя молекул примеси вокруг столбообразной пустоты (рис. 4) составляет: ~0,121 эВ – для германия; 0,171 эВ – для кремния. Чтобы ионизовать отрицательный ион примеси, необходимо преодолеть энергию сродства к электрону и энергию электрон-дипольного взаимодействия. Для германия без напыления молекул вокруг столбообразной пустоты энергия электрон-дипольного взаимодействия состав-ляет  $\Delta E_{A, \Rightarrow \phi \phi} = 0,382$   $\Rightarrow B,$ а при напылении одного слоя молекул германия вокруг столбообразной пустоты  $\Delta E_{A, \Rightarrow \phi \phi} = 0,364$  эВ. В таких же условиях для кремния получаем соответственно  $\Delta E_{A, \Rightarrow \phi \phi} = 0,656$   $\Rightarrow B$ и  $\Delta E_{A, \Rightarrow \varphi \varphi} = 0,684$  эВ.

Если потенциал ионизации атомов внутри осажденной молекулы будет



of a negative ion with the dipole moments of atoms of aluminum molecules: 1 – atoms in the aluminum molecule; 2 – an impurity atom; 3 – an aluminum crystal; 4 – an electron of a negative impurity ion

примерно равен максимуму функции распределения валентных электронов внутри кристалла, то произойдет почти резонансный обмен электронами и атомы трехатомных молекул превратятся в отрицательные ионы. Так как концентрация электронов внутри металла очень высо-

кая  $\left(n_e = \frac{1}{8r_{Al}^3} \approx 4,27510^{28} \text{ м}^{-3}\right)$ , обмен электронами осуществляется весь-

ма эффективно. Атомы примеси на поверхности кристалла алюминия пребывают в виде отрицательных ионов практически постоянно, так как убыль отрицательных ионов германия или кремния на поверхности кристалла алюминия при их ионизации непрерывно восполняется путем обмена электронами между распределением их по энергиям в кристалле алюминия. Поэтому ранее полагали, что связанные электроны в отрицательных ионах – это «тяжелые» электроны, а свободные электроны после ионизации отрицательных ионов – это «легкие» электроны, и они отличаются по массе<sup>\*</sup> [2].

Молекулы германия или кремния, которые осаждаются на поверхностный слой вокруг столбообразной пустоты металлической основы алюминия, непосредственно взаимодействуют с молекулами поверхностного слоя алюминия. В этом случае образование отрицательных ионов молекул примеси происходит более сложным образом. Однако электроны в трехатомных молекулах примеси находятся в связанном состоянии, и поэтому они не могут участвовать в формировании электрического тока проводимости.

<sup>\*</sup> Электрон является фундаментальной частицей, и поэтому разных электронов в природе не существует.

Из девяти атомов трехатомных молекул примеси в центре столбообразной пустоты находятся только три атома. Остальные атомы пребывают под молекулами алюминия и скрыты от воздействия внешнего электрического поля, как это представлено на рис. 3. В этой связи для германия или кремния электрический ток формируется двумя областями. Первая область – это три атома примеси в центре столбообразной пустоты, на которые полностью воздействует внешнее электрическое поле при заданной температуре. Вторая область содержит 6 атомов, на которые внешнее электрическое поле воздействует частично, так как они экранируются молекулами поверхностного слоя алюминия. Величина экранировки на основании рис. 3 составляет

$$1 \cdot \theta = 1 - \frac{(4 - \pi)r_{\rm Al}^2}{\pi r_a^2}.$$
 (7)

Для германия  $\theta = 0,618$  и для кремния  $\theta = 0,585$ . При наличии экранировки электрический ток для шести скрытых отрицательных ионов германия под молекулами алюминия определяется преимущественно за счет температуры, а три атома в центре столбообразной пустоты формируют электрический ток при полном воздействии температуры и приложенного внешнего поля.

Когда энергия, которую приобретает электрон в отрицательном ионе от внешнего приложенного электрического поля, достигнет значения, равного или большего разности энергий связи электрона в отрицательном ионе германия или кремния и дна зоны проводимости алюминия, внутри столбообразной пустоты увеличение свободных электронов прекратится, так как все отрицательные ионы превратятся в нейтральные атомы. В этом случае прекратится рост протекания электрического тока проводимости в контакте металл – полупроводник. Такое прекращение тока проводимости возникнет для трех атомов в центре столбообразной пустоты при выполнении условия

$$e\Delta \phi \cong E_A. \tag{8}$$

Для шести скрытых атомов отрицательные ионы будут полностью ионизированы, когда приложенное внешнее поле достигнет выполнения условия

$$e\Delta\phi \cong E_{A,\Im\phi\phi}.$$
(9)

Здесь  $E_{A, \Rightarrow \phi \phi}$  – открытая часть площади атомов примеси, которая воспринимает внешнее воздействие электрического поля, т. е.

$$E_{A,\flat\phi\phi} = (2-\theta)E_A. \tag{10}$$

Условие (9) для германиевого и кремниевого диодов должно выполнятся соответственно при прямом приложенном напряжении 0,243 и 0,513 В, которые формируются отрицательными ионами этих атомов.

Кроме этого, необходимо учитывать, что электронный газ в столбообразных пустотах после прохождения p-n перехода не находится в термодинамическом равновесии с температурой конструкции диода. В результате при прямом внешнем напряжении температура электронного газа несколько уменьшается, а при обратном приложенном напряжении, наоборот, возрастает. Учитывая изменение электронной температуры при прохождении p-n перехода, рассмотрим более детально, как формируются токи проводимости и токи смещения в контакте металл – полупроводник.

Условия возникновения электрического тока проводимости и тока смещения. Чтобы воспользоваться формулой (2) для определения тока проводимости, возникающего при подаче прямого напряжения в контакте металл – полупроводник, необходимо определить величину подвижности свободных электронов, которые совершают движение от зоны проводимости к валентной зоне алюминия по столбообразным пустотам, т. е. при движении между катодом и анодом. Следовательно, по всей поверхности катода электроны совершают движение от катода к аноду только по столбообразным пустотам. Очевидно, что подвижность свободных электронов происходит при движении внутри столбообразных пустот, сформированных между катодом и анодом, вследствие прямопролетного режима [20]. Тогда

$$v_e = a_{\sqrt{\frac{e(U - \Delta \varphi)}{m_e}}},\tag{11}$$

где *m*<sub>e</sub> – масса электрона.

Если использовать в качестве анода и катода алюминий с поверхностью Миллера [111], то величина a = 1, а если в качестве анода применить поликристаллический алюминий, то из анализа поверхности (рис. 1а) вероятность совпадения столбообразных пустот у катода с такими

пустотами у анода равна  $a = \left(\frac{2,5}{15}\right)^2$ . На основании рис. 4 получим

$$\left(U - \Delta \varphi\right) = U \frac{2\Delta d_{\rm Al} - d_a}{2\Delta d_{\rm Al}}.$$
(12)

Здесь  $d_{Al}$  – диаметр молекулы алюминия;  $d_a$  – то же атома примеси.

Для определения электрического тока по формуле (2) ранее полагали, что подвижность электрических зарядов по всей площади электродов алюминия происходит вследствие диффузии. В этом случае разогрев контакта катод – анод происходить не должен. Реально сильный разогрев происходит только анода. Из катода до поверхности анода распространяется поток электронов по столбообразным пустотам в прямопролетном режиме. В столбообразных пустотах электроны резко ускоряются и достигают значения скорости, определяемой по формуле (11). При пролете электронов в столбообразной пустоте от катода к аноду возникает излучение в инфракрасной области, которое поглощается боковыми стенками столбообразной пустоты со слабым разогревом области контакта двух материалов. Анод при этом будет эффективно разогреваться электронами проводимости прямым электронным ударом. Поэтому анод следует охлаждать путем его изготовления более массивным, что практически реализовано. Для более эффективной работы диодов важно обеспечить совпадение столбообразных пустот на алюминиевых электродах катода и анода.

В общем случае в формуле (2) следует учитывать долю совпадения столбообразных пустот по всей площади напыленной поверхности алюминиевой основы диода, а именно, для центральных трех атомов (N = 3). На основании рис. 4 с учетом воздействия на ионизацию примесей внешним электрическим полем общий электрический ток проводимости составит

$$I_1 = J_1 S = e n_{e,1} v_1 b S. (13)$$

Электрический ток проводимости возникает только в столбообразных пустотах. Из рис 1b следует, что результирующая доля этих пустот  $\delta$  состоит из двух частей. В результате величина  $b = 0.8\delta_1\delta_2$ , где 0.8 - до-ля площади электродов, которая, как полагают, свободна от дефектов. Из рис. 1b величина *b* находится для кремния. Для других веществ величина *b* определяется путем умножения на квадрат отношения соответствующих радиусов молекул основы и примесей.

Доля несовпадения столбообравзных пустот учтена при определении подвижности электронов проводимости в формуле (11), а концентрация электронов в столбообразной пустоте для трех атомов примеси в центре пустоты в соответствии с рис. 2 определяется следующим образом:

$$n_{e,1} = \frac{N_a \vartheta_1}{\pi r_{A1}^2 \left( 2d_{A1} - d_a \right)} , \qquad (14)$$

где  $N_a = 3$  – число открытых атомов примеси в столбообразной пустоте;  $d_{Al}$  – диаметр молекулы алюминия, который формирует столбообразную пустоту;  $d_a$  – то же атомов примеси;  $\vartheta_1$  – вероятность ионизации отрицательных ионов на катоде, определяемой по (7).

Для шести атомов примеси, затененных молекулами алюминия (рис. 3), в электрическом токе учитывается величина затенения и дополнительное изменение энергии сродства при воздействии отрицательных ионов алюминия на атомы примеси. В этом случае необходимо учитывать величину затенения (14), которая приводит к эффективному росту энергии сродства, определяемой по формуле (9). Кроме этого, в (14) изменится количество атомов  $N_a$ , которое равно шести. Электрический ток, создаваемый шестью атомами примеси, определяется следующим образом:

$$I_2 = J_2 S = e n_{e,2} v_1 b S_p.$$
(15)

В формуле (15) концентрация электронов равна

$$n_{e,2} = \frac{2N_a \vartheta_1 (1-\theta)}{\pi d_{Al}^2 (2d_{Al} - d_a)}.$$
 (16)

Результаты выполненных расчетов при внешнем приложенном напряжении 0,25 В для германиевого диода и 0,55 В для кремниевого диода при температуре 20 °C с учетом несовпадения столбообразных пустот катода и анода, а также наличия дефектов в поверхностном слое приведены в табл. 3. Полученное значение порядка величины электрического тока соответствует экспериментальным данным, когда напыление произведено одним слоем примеси вокруг столбообразной пустоты на пластину алюминия размером 100×100 мкм, но без учета падения температуры электронного газа вследствие преодоления контактной разности потенциалов в переходе металл – полупроводник.

В технологии изготовления диодов на одну из пластин алюминия наносят германий или кремний, затем приставляют вторую пластину алюминия. Обе пластины алюминия служат электродами. В пределах первой минуты легирования заполняются столбообразные пустоты. После полного их заполнения тремя молекулами происходит осаждение молекул германия или кремния вокруг столбообразных пустот. После первой минуты напыления молекулы кремния или германия в столбообразные пустоты проникать не должны, они оседают на внешней стороне поверхностного слоя алюминия вокруг столбообразных пустот. Эти молекулы примеси накапливаются на внешней стороне поверхностного слоя кристалла алюминия. У анода между кристаллом и внешней стороной поверхностного слоя из молекул алюминия, пребывающих в виде отрицательных ионов, возникает как бы плоский конденсатор, через который свободные электроны не проходят. При этом возникает двойной электрический слой с изменяющейся концентрацией заряженных частиц, внутри которого реализуется нормальная и тангенциальная составляющие электрического поля. Появление переменной тангенциальной составляющей внешнего электрического поля - условие возникновения электрического тока смещения.

Перенос энергии током смещения определяется вектором Умова-Пойнтинга, а именно [23, 24]:

$$\vec{P} = \left[ \left( \vec{E}_{\tau} + \vec{E}_{n} \right) \cdot \vec{H} \right] = \left[ \vec{E}_{\tau} \vec{H} \right] + \left[ \vec{E}_{n} \vec{H} \right], \tag{17}$$

Для электромагнитного поля имеет место равенство [20]

$$E_{g}dx = dU = v \frac{\mu_{r}\mu_{0}I}{2\pi r_{0}},$$
(18)

где  $\mu_r$  – относительная магнитная проницаемость среды;  $\mu_0$  – абсолютная магнитная проницаемость вакуума; I – электрический ток;  $r_0$  – радиус столбообразной пустоты.

В контакте металл – полупроводник при прямом приложенном внешнем напряжении у катода возникает ток проводимости, а у анода – ток смещения, и происходит это в разных областях поверхности.



При обратном приложенном напряжении граница перехода от полупроводника к металлу показана на рис. 5. Внутри столбообразной пустоты поверхность металла является кристаллом, который формируется атомами. На поверхности положительно заряженные атомы, обладающие сродством к электрону, пребывают в виде отрицательных ионов. В результате на поверхности кристалла в столбообразных пустотах возникает двойной электрический

слой типа плоского конденсатора. Легированные атомы полупроводника, обладающие сродством к электрону, также пребывают в виде отрицательных ионов. Под действием температуры и приложенного внешнего электрического поля отрицательные ионы полупроводника ионизируются и поставляют в границу перехода свободные электроны (на рис. 5 обозначены буквой *e*).

Свободные электроны не могут преодолеть двойной электрический слой, сформированный на поверхности металла, поэтому на толщине двойного слоя создают электрическое поле. Это поле на поверхности металла обладает максимальным значением, а на границе положительно заряженного слоя полностью компенсируется. Электрическое поле внутри двойного электрического слоя непрерывно изменяется на расстоянии в четверть длины волны, которая равна ширине двойного электрического слоя алюминия. Отсюда следует, что постоянный электрический ток в металлах обладает сверхвысокой частотой колебания и является током смещения.

Для алюминия частота колебания тока смещения  $f = \frac{4c}{r_{\rm Al}} = 8,4\cdot 10^{18}$  Гц, а для

меди  $f = 9,4 \cdot 10^{18}$  Гц. Постоянный ток в проводниках обладает очень большой частотой колебания. Это известный экспериментальный факт. Энергия сродства для атомов алюминия 0,44 эВ, а для атомов меди 1,23 эВ. Самое минимальное преодоление двойного электрического слоя соответствует алюминию. Это основная причина применения алюминиевых проводов в силовой энергетике.

Для доказательства того, что отрицательные ионы атомов основы металла и атомы полупроводниковых материалов определяют выпрямительные свойства полупроводниковых диодов, достаточно рассмотреть вольтамперные характеристики для токов проводимости и смещения при прямом и обратном приложенном внешнем напряжении в контакте металл – полупроводник. Этому посвящен второй раздел.

## выводы

На основании поведенного экспериментального и теоретического анализа поверхностей, формируемых *p*–*n* переход, при нанесении полупроводниковых материалов на металлическую основу алюминия установлено следующее:

1. Твердые тела алюминия, германия и кремния формируются трехатомными молекулами. Дипольные электрические моменты атомов внутри трехатомных молекул располагаются так, что в центре молекулы возникает нескомпенсированный электрический заряд положительного или отрицательного знака с равной вероятностью. Внешняя поверхность кристалла из трехатомных молекул покрыта мономолекулярной пленкой из поверхностных кластеров, в центре которых возникают столбообразные пустоты.

2. Кристалл из трехатомных молекул формируется объемными кластерами с плотной упаковкой. При этом атомы внутри объемного кластера вследствие обмена внешними валентными электронами создают кристаллическую решетку, в узлах которой расположены положительно заряженные ядра атомов, а между атомами находятся электроны в виде облака и прочно связаны с остовом кристаллической структуры. В кристалле реализуются три области, как то: зона проводимости, запрещенная зона и валентная зона. Поверхностные кластеры данного вещества из трех- или двухатомных молекул экранируют кристаллическую структуру.

3. При легировании кристалла алюминия германием или кремнием в столбообразные пустоты проникают только три молекулы, которые распадаются на атомы. При длительном легировании молекулы германия или кремния оседают вокруг столбообразных пустот. Для определения длительности легирования применена теория испарения [19].

4. В диодах применяется нормальное внешнее электрическое поле, и направлено оно от контакта металл – полупроводник (катод) до поверхности кристалла (анода), а в стабилитронах – обратное внешнее электрическое поле, и направлено оно от поверхности кристалла (анода) до контакта металл – полупроводник.

5. В диодах и стабилитронах электрический ток формируется не движением электронов и «дырок», а током проводимости и током смещения с использованием закона полного тока. Во внешней цепи возникает только ток смещения.

6. Ток проводимости формируют свободные электроны, которые возникают при ионизации отрицательных ионов примеси у контакта металл – полупроводник, а также вследствие термоавтоэлектронной эмиссии с чистого металла, преодолевая работу выхода.

7. Ток смещения возникает у границы контакта металл – полупроводник, когда образующиеся электроны обладают энергией, меньшей работы выхода применяемого металлического электрода. Если образующиеся свободные электроны обладают энергией, большей работы выхода используемого металлического электрода, то такие электроны накапливаются у поверхности, формируемой положительными ионами кристалла, и создают электрическое поле, которое препятствует движению свободных электронов. Когда энергия таких электронов становится меньше работы выхода, то возникает тангенциальное электрическое поле, которое формирует ток смещения.

8. При обратном приложенном внешнем напряжении возникает электрический ток проводимости вследствие термоавтоэлектронной эмиссии с катода. На границе металл – полупроводник ток проводимости превращается в ток смещения. Поэтому в столбообразной пустоте возникает как ток проводимости, так и ток смещения. В этом случае применяется закон полного тока.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жеребцов, И. П. Основы электроники / И. П. Жеребцов. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 352 с.

2. Забродин, Ю. С. Промышленная электроника: учеб. для вузов / Ю. С. Забродин. М.: Альянс, 2013. 496 с.

- Гладков, Л. Л. Физические основы электроники: учеб. пособие / Л. Л. Гладков, И. Р. Гулаков, А. О. Зеневич. Минск: Белорус. гос. академия связи, 2017. 227 с.
- Гречихин, Л. И. Удельное электрическое сопротивление при токах проводимости и токах смещения / Л. И. Гречихин // Авиационный вестник. 2023. № 9. С. 10–21.
- Гречихин, Л. И. Толстостенное покрытие в диоде Ганна для измерения мощности электромагнитного излучения СВЧ-диапазона / Л. И. Гречихин, Д. Ю. Олейник // Упрочняющие технологии и покрытия. 2023. № 8. С. 1–16.
- Шмермбекк, Ю. Исследования поверхностного слоя кремния с напылением индия / Ю. Шмермбекк, Л. И. Гречихин. Берлин: Lambert. Academic Publishing, 2015. 80 с.
- Gretchikhin, L. I. Formation of *p*-*n*-conductivity in Semiconductors / L. I. Gretchikhin // Military Technical Courier Scientific Periodical of the Ministry of Defence of the Republic of Serbia. 2018, Vol. 66, No 3. P. 304–321.
- Гречихин, Л. И. Формирование *p*-, *n*-проводимости и *p*-*n* перехода / Л. И. Гречихин // Упрочняющие технологии и покрытия. 2018. Т. 14, № 5. С. 231–238.
- Кластерная структура кремния и конструкция его поверхности / Л. И. Гречихин, С. Д. Латушкина, В. М. Комаровская, Ю. Шмермбекк // Упрочняющие технологии и покрытия. 2015. № 9. С. 5–10.
- Binning, G. Scanning Tunneling Microscopy / G. Binning, H. Rohrer // Helv. Phys. Acta. 1982. 1982. Vol. 55, No 6. P. 726–735.
- Гречихин, Л. И. Физика наночастиц и нанотехнологий. Общие основы, механические, тепловые и эмиссионные свойства / Л. И. Гречихин. Минск: Технопринт, 2004. 399 с.
- Gretchikhin, L. I. Formation of Negative Ions on the Surface of a Solid Body and their Influence on the Thermoelectronic and Autoelectronic Emission of Free Electrons / L. I. Gretchikhin // American Journal of Scientific Research. 2019. Vol. 5, No 3. P. 47–55. https://doi. org/10.11648/j.ajasr.20190503.11.
- Wolkow, R. Atom-Resolved Surface Chemistry Using Scanning Tunneling Microscopy / R. Wolkow, Ph. Avouris // Physical Review Letters. 1988. Vol. 60, No 11. P. 1049–1052. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1049.
- 14. Физические величины: справ. / А. И. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский [и др.]; под ред. И. С. Григорьева, Е. Д. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- Радциг, А. А. Справочник по атомной и молекулярной физике / А. А. Радциг, Б. М. Смирнов. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
- 16. Глинка, Н. Л. Общая химия: учеб. пособие для вузов / Н. Л. Глинка. М., 1983. 704 с.
- 17. Гречихин, Л. И. Аллотропия в металлах и ее влияние на работу теплового двигателя / Л. И. Гречихин, Н. Г. Куць // Прогресивні технології і системи машинобудування: Міжнародний збірник наукових праць. Донецьк: ДонНТУ. 2011. Вип. 42. С. 83–89.
- Гречихин, Л. И. Взаимодействие напыляемых частиц с поверхностью твердого тела / Л. И. Гречихин, Ю. Шмермбекк // Авиационный вестник. 2021. № 5. С. 21–28.
- Гречихин, Л. И. Двигатели внутреннего сгорания. Физические основы технической диагностики и оптимального управления / Л. И. Гречихин. Минск: Навука і тэхніка, 1995. 270 с.
- 20. Коулсон, Ч. Валентность / Ч. Коулсон. М.: Мир, 1965. 426 с.
- Gretchikhin, L. Built-in and Induced Electric Dipole Moments in Complex Atomic Systems and in the Diatomic Molecules / L. Gretchikhin // Авиационный вестник. 2020. No 2. C. 28–34.
- 22. Гречихин, Л. И. Физика. Электричество и магнетизм. Современная электродинамика / Л. И. Гречихин. Минск: Право и экономика, 2008. 302 с.
- Шмермбекк, Ю. Эмиссионный портрет поверхности упрочняющего конструкционного материала / Ю. Шмермбекк, Д. Б. Мигас, А. И. Гутковский [и др.] // Упрочняющие технологии и покрытия. 2020. № 3. С. 136–143.
- 24. Шашихин, В. Н. Подавление хаотических колебаний в малых энергетических системах / В. Н. Шашихин, Ю. М. Горячева, С. В. Будник // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. 2022. Т. 65, № 4. С. 331–340. https://doi.org/10.21122/ 1029-7448-2022-65-4-331-340.

Поступила 14.01.2025 Подписана в печать 18.03.2025 Опубликована онлайн 30.05.2025

#### REFERENCES

 Zherebtsov I. P. (1990) Fundamentals of Electronics, Leningrad, Energoatomizdat Publ., 1990. 352 (in Russian).

- 2. Zabrodin Yu. S. (2013) Industrial Electronics. Moscow: Al'yans Publ. 496 (in Russian).
- Gladkov L. L., Gulakov I. R., Zenevich A. O. (2017) *Physical Foundations of Electronics*. Minsk, Belarusian State Academy of Communications. 227 (in Russian).
- Gretchikhin L. (2023) Specific Electrical Resistance at Conduction Currents and Displacement Currents. *The Aviation Herald*, (9), 10–21 (in Russian).
- Gretchikhin L. I., Oleinik D. Yu. (2023) Thick-walled Coating in a Gann Diode for Measuring the Power of Microwave Electromagnetic Radiation. Uprochnyayushchie Technologii i Pokrytiya = Strengthening Technologies and Coatings, (8), 1–16 (in Russian).
- 6. Grechikhin L. I., Shmermbekk Yu. (2015) *Study of the Surface Layer of Silicon with Indium Deposition*. Berlin, Lambert. Academic Publishing. 80 (in Russian).
- Gretchikhin L. I. (2018) Formation of *p*–*n*-Conductivity in Semiconductors. *Vojnotehnički* Glasnik = Military Technical Courier, 66 (3), 304–321.
- 8. Grechikhin L. I. (2018) The Formation of *p*-, *n*-Conductivity and *p*-*n*-Junction. Uprochnyayushchie Technologii i Pokrytiya = Strengthening Technologies and Coatings, 14 (5), 231–238 (in Russian).
- Gretchikhin L. I., Latushkina S. D., Komarovskaya V. M., Shmermbekk Yu. (2015) The Cluster Structure of Silicon and its Surface Construction. Uprochnyayushchie Technologii i Pokrytiya = Strengthening Technologies and Coatings, (9), 5–10 (in Russian).
- Binnig G., Rohrer H. (1982) Scanning Tunneling Microscopy. *Helvetica Physica Acta*, 55 (6), 726–735.
- 11. Gretchikhin L. I. (2004) *Physics of Nanoparticles and Nanotechnology. General Principles, Mechanical, Thermal and Emission Properties.* Minsk, Technoprint Publ. 399 (in Russian).
- Gretchikhin L. I. (2019) Formation of Negative Ions on the Surface of a Solid Body and their Influence on the Thermoelectronic and Autoelectronic Emission of Free Electrons. *American Journal of Scientific Research*, 5 (3), 47–55. https://doi.org/10.11648/j.ajasr.20190503.11.
- Wolkow, R., Avouris, P. (1988) Atom-resolved Surface Chemistry Using Scanning Tunneling Microscopy. *Physical Review Letters*, 60 (11), 1049–1052. https://doi.org/10.1103/physrevlett.60.1049.
- Babichev A. P., Babushkina N. A., Bratkovskii A. M., Brodov M. E., Bystrovet M. V. (1991) *Physical Quantities: a Reference Book.* Moscow, Energoatomizdat Publ. 1232 (in Russian).
- 15. Radtsig A. A., Smirnov B. M. (1980) *Handbook of Atomic and Molecular Physics*. Moscow, Atomizdat Publ. 240 (in Russian).
- 16. Glinka N. L. (1983) General Chemistry. Moscow. 704 (in Russian).
- 17. Grechikhin L. I., Kuts' N. G. (2011) Allotropy in Metals and its Influence on the Operation of a Heat Engine. *Progresivni tekhnologii i Sistemi Mashinobuduvannya: Mizhnarodnii Zbirnik Naukovikh Prats'* [Progressive Technologies and Systems of Mechanical Engineering: an International Collection of Scientific Papers]. Donetsk, DonNTU, Is. 42, 83–89 (in Russian).
- Gretchikhin L., Shmermbekk J. (2021) Interaction of Sprayed Particles with Surface Solid Body. *The Aviation Herald*, (5), 21–28 (in Russian).
- 19. Grechikhin L. I. (1995) Internal Combustion Engines. Physical Foundations of Technical Diagnostics and Optimal Control. Minsk, Navuka i tehnika Publ. 270 (in Russian).
- 20. Coulson C. A. (1961) Valence. 2nd Ed. London, Oxford University Press, 404.
- Gretchikhin L. (2020) Built-in and Induced Electric Dipole Moments in Complex Atomic Systems and in the Diatomic Molecules. *The Aviation Herald*, (2), 28–34.
- 22. Grechikhin L. I. (2008) *Physics. Electricity and Magnetism. Modern Electrodynamics*. Minsk, Pravo i ekonomika Publ. 302 (in Russian).
- Shmermbekk Yu., Migas D. B., Gutkovsky A. I., Grechikhin L. I. (2020) Emission Portrait of Surface of Reinforcing Structural Material. Uprochnyayushchie Technologii i Pokrytiya = Strengthening Technologies and Coatings, (3), 136–143 (in Russian).
- Shashikhin V. N., Goryacheva J. M., Budnik S. V. (2022) Suppression of Chaotic Oscillations in Small Energy Systems. *Energetika. Proc. CIS Higher Educ. Inst. and Power Eng. As*soc. 65 (4), 331–340. https://doi.org/10.21122/1029-7448-2022-65-4-331-340 (in Russian).

Received: 14 January 2025

Accepted: 18 March 2025

Published online: 30 May 2025