

овий
ваулер (Мкм)
сферичної кулі
масивної області
 $E = \frac{p^2}{2m^*}$ (параб. зона)
 $\rightarrow \lambda_e \sim 100 \text{ \AA}$



к - сферичний контраст \rightarrow границя
(Мкм)

В. И. Шашкин. Траектория судьбы

пенсий
 $p = \hbar k$
 $k = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}$
Действ. зонная



В. И. ШАШКИН.

**ТРАЕКТОРИЯ
СУДЬБЫ**

Нижний Новгород
2021

Настоящее издание посвящено
Владимиру Ивановичу Шашкину (1959—2020),
безвременный уход которого так потряс его семью, друзей, коллег.
Доктор физико-математических наук, профессор, многие годы заместитель
директора Института физики микроструктур Российской академии наук
по научной работе, прекрасный семьянин, разносторонне талантливый,
интересный человек — такова краткая справка о Владимире Ивановиче.

В книге представлена небольшая часть научных трудов В. И. Шашкина,
статьи, написанные с соавторами в разные годы и опубликованные
в соответствующих тематике изданиях.

Во второй части книги приведены
воспоминания коллег, друзей, близких В. И. Шашкина,
наполняющие образ замечательного человека живыми чувствами,
эмоциями; трогательные зарисовки жены, детей Владимира Ивановича
придают душевное звучание этой книжке, которая, надеемся,
продлит память о прекрасном, но рано ушедшем человеке...

Вместо предисловия

Эта книга родилась благодаря желанию друзей и коллег Владимира Ивановича Шашкина сохранить память о замечательном человеке, талантливом ученом, докторе физ.-мат. наук, профессоре, прекрасном семьянине.

Я видел Владимира Ивановича в разных ситуациях: на дирекции при обсуждении сложных вопросов, когда всем понятно, что в тупике, — последним берет слово Владимир Иванович и предлагает правильное решение; на конференциях, когда он выступал с докладами, неизменно привлекающими внимание ученых; на семинарах и при обсуждении работ, когда мы поражались его широчайшей научной эрудиции и глубине проникновения в тему.

Владимир Иванович много сделал для организации Института физики микроструктур РАН и его успешного развития. Он был со дня основания института в течение многих лет заместителем директора по научной работе, оставаясь при этом заведующим успешно работающим отделом. Все помнят, с каким остроумием и блеском он поздравлял коллектив института во время праздничных собраний!

Он был весьма интересным и разносторонним человеком (так не хочется говорить про него «был»!), например, умелым строителем, предметно доказавшим свое умение, а в молодые комсомольские годы был в оперативном отряде, помогавшем органам правопорядка, при этом изрядно поднаторел в боевом самбо. Он мог самостоятельно отремонтировать свой автомобиль и проконсультировать других автолюбителей. Он мог сам построить дом с массой интересных инженерных решений. Он много чего мог...

В. Л. Вакс,
к. ф.-м. н., зав. отделом ИФМ РАН



Часть первая

**Избранные
научные труды
В. И. Шашкина**

НОВЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ОДП S-ТИПА В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*А. М. Белянцев, А. А. Игнатов, В. И. Пискарев, М. А. Сеницын,
В. И. Шашкин, Б. С. Явич, М. Л. Яковлев*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Академии наук СССР
Институт прикладной физики Академии наук СССР

Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43, вып. 7. С. 339—341

Обнаружены эффекты быстродействующего переключения тока, генерации и преобразования частоты СВЧ-излучения при вертикальном транспорте в многослойных гетероструктурах на основе $n\text{-GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

В сильном электрическом поле, ориентированном вдоль слоев многослойной селективно легированной гетероструктуры (МГСЛ), электроны приобретают энергию для преодоления потенциального барьера и перехода в широкозонный материал с меньшей подвижностью носителей, что приводит к N -образной вольт-амперной характеристике (ВАХ) (пространственный аналог эффекта Ганна). Экспериментально эффект усиления колебаний, связанный с этим механизмом, продемонстрирован в диапазоне до $f = 2,5$ ГГц [1]. Мы обнаружили более высокочастотные эффекты переключения ($\tau < 1$ нс), генерации ($f > 10$ ГГц) и преобразования частоты ($f \approx 150$ ГГц) в МГСЛ при вертикальном транспорте (электрическое поле перпендикулярно слоям), обусловленные возникновением S -образной ВАХ, что естественно связать с малоинерционным перегревом носителей тока активированных в надбарьерную область в условиях понижения эффективной высоты барьеров сильным электрическим полем.

1. Экспериментально исследовались МГСЛ ($n\text{-GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) _{N} с субмикронным периодом, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии [2]. На рис. 1, *a* приведена $C - V$ характеристика меза-диода на основе МГСЛ $\varnothing \approx \approx 100$ мкм, измеренная на частотах $f \approx 20$ МГц. Величина и характерные напряжения перестройки емкости достаточно хорошо соответствуют представлению о перераспределении внешним полем электронов в потенциальных ямах МГСЛ (слои $n\text{-GaAs}$), ограниченных потенциальными барьерами (слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Высокий уровень легирования слоев $n\text{-GaAs}$ и их малая толщина указывают на малую инерционность установления $C - V$ характеристики и на высокую добротность структуры как варакторного элемента [3], что демонстрируется эффектом удвоения частоты в диапазоне $f = 75$ ГГц \rightarrow 150 ГГц на меза-диодах меньшей площади. Зависимость мощности сигнала на удвоенной частоте от смещения (рис. 1, *b*) хорошо коррелирует с видом $C - V$ характеристики, измеренной на низких частотах.

При напряжениях $V > V_s \approx 10$ В в области насыщения $C - V$ характеристики (по оценкам в этих условиях электроны прижаты к одной из стенок ямы) происходит процесс включения тока с S -образной ВАХ. Напряжение включения V_s возрастает

пропорционально числу периодов исследованных образцов. На рис. 1, *в* приведен вид ВАХ МГСЛ при ее работе в качестве активного элемента в схеме вырожденного релаксационного генератора при питании источником постоянного тока. Малая длительность генерируемых структурой импульсов тока ($\tau < 1$ нс) исключает роль разогрева решетки и указывает на электронную природу процессов переключения.

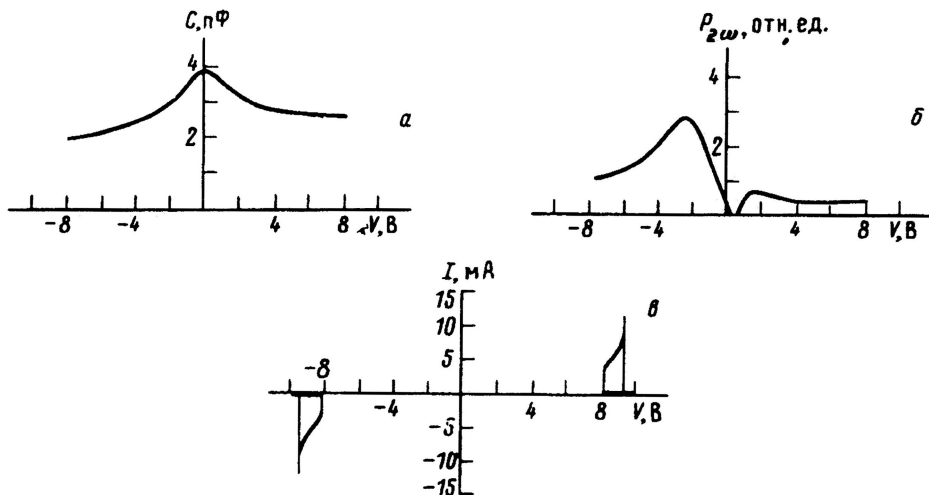


Рис. 1. *a* — Зависимость емкости гетероструктуры от приложенного напряжения; *б* — зависимость мощности второй гармоники ($f = 150$ ГГц) при фиксированной мощности излучения накачки ($f = 75$ ГГц) от постоянного напряжения; *в* — ВАХ гетероструктуры в режиме генерации релаксационных колебаний

При включении структуры в СВЧ-резонатор на частоту $f \approx 10$ ГГц наблюдается генерация когерентных колебаний. Зависимость генерируемой СВЧ-мощности от приложенного напряжения приведена на рис. 2. Осцилляторный характер этой зависимости возможно связан с широким частотным спектром генерируемых колебаний и (или) с богатой модовой структурой распределения высокочастотного поля в меза-диоде. Малая инерционность установления ВАХ МГСЛ подтверждается умножением частоты в диапазоне $f = 50$ ГГц \rightarrow 150 ГГц. Зависимость сигнала генерируемой третьей гармоники от мощности накачки носит пороговый характер, что связано с быстрым процессом включения тока при амплитуде высокочастотного напряжения $V_{\omega} > V_s$.

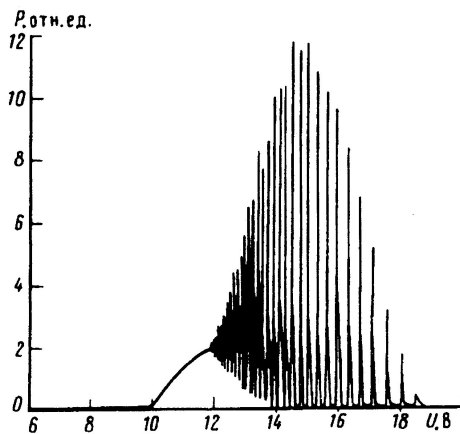
2. При вертикальном транспорте переход электронов в надбарьерную область (в данном случае в область с большой подвижностью) может происходить при понижении эффективной величины барьера электрическим полем и сопровождается включением тока (низкоомное состояние), а процесс восстановления высокоомного состояния осуществляется при меньших напряжениях (большой вели-

чине эффективного барьера) из-за значительного электронного разогрева (рис. 3). Расчет ВАХ в духе теории электронного перегрева компенсированных полупроводников с флуктуационным примесным потенциалом [4], выполненный, однако, с учетом эффекта понижения барьера и насыщения дрейфовой скорости надбарьерных электронов дает

$$V = \frac{V_s \beta}{\beta - (j/j_s) \ln(j/j_s)}, \quad V < V_s, \quad (1)$$

где $V_s = E_s d$ — напряжение включения (на одном периоде), $j_s = qn v_s$, v_s — скорость насыщения, $\beta = 3\Delta / 2l_\epsilon q E_s$, Δ — величина барьера в отсутствии поля, $l_\epsilon = v_s \tau_\epsilon$, τ_ϵ — время энергетической релаксации. В состоянии поддержания тока (условие $dj/dV \rightarrow \infty$) получим $j_h = j_s / e$, $V_h = V_s e\beta / (1 + e\beta)$, $kT_h = \Delta / (1 + e\beta)$. При этом решеточная температура $kT_0 \ll \Delta$ и не оказывает существенного влияния на вид ВАХ.

Рис. 2. Зависимость мощности излучения из резонатора с гетероструктурой на частоте 10 ГГц от постоянного напряжения внешнего источника



Для барьера с вертикальной стенкой с учетом повышения энергии носителей за счет приповерхностного квантования и увеличения туннельной прозрачности верхушки барьера (эффект Фаулера — Нордхейма) $V_s = E_s d \approx 4\Delta^{3/2} m^{1/2} d / 9\pi q \hbar$, а при барьере треугольной формы $V_s \approx 4\Delta / q$ (рис. 3). В нашем случае обе эти оценки, а также величина тока поддержания ($v_s \approx 6 \cdot 10^6$ см/с) близки к измеренным (рис. 1). Величина $\tau_\epsilon \lesssim 1$ пс определяется быстрым процессом релаксации энергии на оптических фононах в присутствии электрон-электронных столкновений [5, 6] откуда $l_\epsilon \lesssim 500 \text{ \AA}$, $V_h \gtrsim 0,75 V_s$, что соответствует наблюдаемому виду ВАХ. Малые времена максвелловской релаксации носителей тока ($\tau_M \approx 0,5 — 1$ пс) наряду с быстрым процессом релаксации энергии указывает на ма-

лую инерционность установления S -образной ВАХ при электронном перегреве в селективно легированных МГСЛ.

Отметим, что обнаруженные эффекты представляют интерес с точки зрения развития представлений о кинетике горячих электронов в гетероструктурах при вертикальном транспорте, что привлекает последнее время значительное внимание [5, 6]. С другой стороны, структуры с малоинерционной S -образной ВАХ обладают достаточно разнообразными функциональными возможностями с точки зрения приложений.

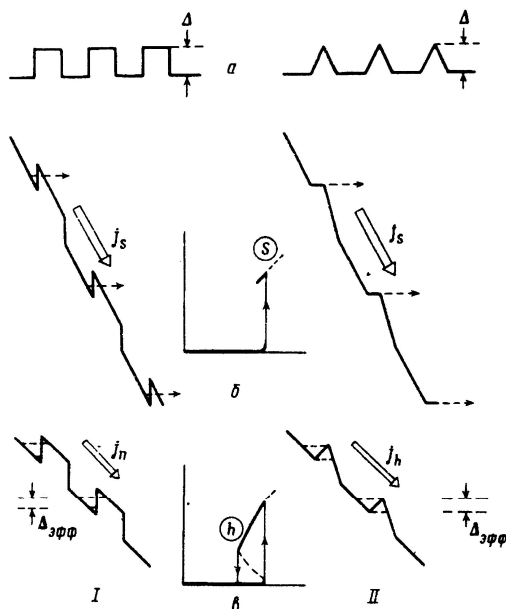


Рис. 3. Энергетические диаграммы многослойной гетероструктуры при вертикальном транспорте: *a* — при отсутствии поданного напряжения; *б* — состояние включения; *в* — состояние поддержания тока. *I* — квантовомеханическое туннелирование сквозь вертикальную стенку; *II* — «выплескивание» через наклоненный барьер

Авторы выражают благодарность Алферову Ж. И. за постоянное внимание к работе и поддержку.

Литература

1. Pond J. M., Kirchoefer S. W., Cukauskas E. J. Appl. Phys. Lett., 1985, **47**, 1175.
2. Машевский А. Т., Синицын М. А., Федорова О. Ф., Явич Б. С. Письма в ЖЭТФ, 1985, **11**, 21.
3. Белянцев А. М., Игнатов А. А., Окомельков А. В. Тезисы III Всесоюзного симпозиума по ММ и СБММ волнам. Горький, 1980, с. 193.
4. Шкловский Б. И., Шур М. С., Эфрос А. Л. ФТП, 1971, **5**, 1938.
5. Есипов С. Э., Левинсон И. Б. Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 193.
6. Yang C. H., Carlson-Swindle J. M., Lyon S. A., Worlock J. M. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 2359.

БЛОХОВСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А. А. Игнатов, В. И. Шапкин

Институт прикладной физики Академии наук СССР

ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 3(9). С. 935—943

На основе кинетического подхода исследована неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках в сильном электрическом поле, вызывающем блоховские осцилляции электронов в мини-зонах. Путем решения кинетического уравнения Больцмана с интегралом столкновений Батнагара — Гросса — Крука получено выражение для диэлектрической проницаемости, позволяющее учесть в рамках единого подхода влияние на высокочастотный отклик сверхрешеток как резонансных эффектов, так и эффектов, связанных с дрейфом и диффузией носителей. Показано, что при учете эффектов сильной пространственной дисперсии спектр волн пространственного заряда характеризуется совокупностью устойчивых в широком диапазоне параметров сверхрешеток резонансных блоховских ветвей и неустойчивой дрейфово-релаксационной ветвью.

1. Введение

При наложении электрического поля на идеальный кристалл, обладающий достаточно узкой разрешенной энергетической зоной, движение носителей тока локализуется и частицы испытывают осцилляции с частотой Блоха $\Omega = eE_0d/\hbar$, где E_0 — величина электрического поля, d — период кристалла. Вопросы динамики носителей в зоне конечной ширины при наложении электрического поля достаточно подробно исследованы в связи с теорией межзонных оптических переходов [1]. Различные подходы к описанию движения частиц в этих условиях, начиная с основополагающих идей Блоха, критически проанализированы в недавних работах [2, 3], где было показано, что при достаточной ширине вышележащей запрещенной зоны вероятность межзонного туннелирования электронов пренебрежимо мала для достаточно большого числа периодов блоховских осцилляций. Наличие неупругих столкновений вызывает, как известно, результирующий дрейф носителей, диссипацию энергии приложенного поля и, в силу ограниченности энергии электронов в зоне, эффект отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) при $E_0 > \hbar v/ed$ [1, 4—7], где v — характерная частота релаксации функции распределения.

В последнее время реализован новый класс многослойных полупроводниковых гетероструктур — сверхрешеток (СР) [8], где искусственно создаваемая периодичность дает возможность в широких пределах изменять параметры энергетического спектра и реализовать условия возникновения эффекта ОДП за счет ограниченного движения электронов в разрешенной подзоне (мини-зоне) СР [9]. Здесь, однако, необходимо отметить, что, несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованию высокочастотных свойств СР [10], до сих пор недостаточно ясно, на каких пространственных и временных масштабах проис-

ходит развитие неустойчивости волн пространственного заряда (ВПЗ) в СР, которая и определяет электрические свойства диодных сверхрешеточных структур, обычно исследуемых в эксперименте [11, 12]. Один из подходов к решению этого вопроса связан с рассмотрением неустойчивости низкочастотной дрейфо-во-релаксационной ветви спектра ВПЗ [13—15], которую можно описать в рамках квазигидродинамических уравнений, учитывающих ОДП, дрейф и диффузию носителей тока, локализованных в узкой энергетической мини-зоне СР. Следствием развития неустойчивости ВПЗ, связанной с этой ветвью спектра, является генерация движущихся с дрейфовой скоростью частиц либо локализованных вблизи неоднородности структуры (например, у ее границ) доменов сильного электрического поля — эффект Ганна [13—15].

В то же время осцилляторный характер движения носителей в узких мини-зонах СР дает возможность рассчитывать на развитие неустойчивости в области гораздо более высоких частот. Как отмечалось в [8, 16], взаимодействуя с высокочастотным полем, осциллирующие в мини-зоне носители могут обеспечить отрицательное поглощение на частоте, равной или кратной частоте Блоха. Здесь важно отметить, что в рассматриваемой ситуации в системе возникает характерный масштаб пространственной дисперсии высокочастотного отклика, связанный с размахом блоховских осцилляций электронов в электрическом поле $x_0 \approx \Delta / eE_0$ (Δ — ширина мини-зоны), и, таким образом, задача требует кинетического рассмотрения.

Подход к вычислению высокочастотной проводимости (диэлектрической проницаемости) СР в сильном электрическом поле при учете эффектов пространственной дисперсии, основанный на аналогии с вычислением проводимости магнитоактивной плазмы, сформулирован в работе [17]. Однако использованная в этой работе модель интеграла столкновений $St = -v(f - f_0)$ в силу несохранения числа частиц при рассеянии ($\int St \mathbf{dp} \neq 0$), как будет видно из дальнейшего, не дает возможности учесть влияние эффектов дрейфа и диффузии носителей тока на спектр ВПЗ. При этом, естественно, выпадает из рассмотрения низкочастотная дрейфо-во-релаксационная ветвь спектра. В то же время квазигидродинамический подход, использованный в [14, 15] для описания неустойчивости этой ветви, не учитывает резонансных свойств системы, обусловленных блоховскими осцилляциями электронов.

В настоящей работе исследован спектр волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках в сильном электрическом поле на основе решения кинетического уравнения Больцмана с интегралом столкновений Батнагара — Гросса — Крука (БГК) [18]. Такой подход дает возможность адекватно учесть влияние на спектр ВПЗ как резонансных эффектов, обусловленных блоховскими осцилляциями электронов, так и эффектов, связанных с дрейфом и диффузией носителей в условиях сильной пространственной дисперсии. В результате становится возможным определить условия возникновения в системе как низкочастот-

ной (ганновской) неустойчивости, так и осцилляций вблизи блоховских частот, что и является основной целью настоящей работы.

2. Исходные уравнения

Энергетический спектр электронов в нижележащей, заполненной, согласно бoльцмановской статистике, мини-зоне будем описывать в приближении сильной связи [8]:

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{2} \left(1 - \cos \frac{p_x d}{\hbar} \right) + \frac{p_{\perp}^2}{2m}. \quad (1)$$

Здесь Δ — ширина мини-зоны, p_x — компонента квазиимпульса вдоль оси CP ; p_{\perp} , m — поперечные квазиимпульс и масса носителей.

Для описания отклика электронов на внешние поля воспользуемся кинетическим уравнением Больцмана с интегралом столкновений БГК, дающим возможность адекватно учесть закон сохранения частиц $\int \mathbf{St} \, d\mathbf{p} = 0$ при рассеянии в неоднородном поле [18]. Если внешние поля ориентированы вдоль оси CP (вертикальный транспорт в диодной конфигурации), интегрирование уравнения Больцмана с интегралом столкновений БГК по p_{\perp} сводит задачу к одномерной:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v(p) \frac{\partial f}{\partial x} + eE(x) \frac{\partial f}{\partial p} = -v \left(f - \frac{n(x)}{n_0} f_0 \right), \quad (2)$$

Где $v(p) = \partial \varepsilon / \partial p = v_0 \sin(pd / \hbar)$, $v_0 = \Delta d / 2\hbar$, v_0 — характерная скорость частиц в мини-зоне (здесь и далее в силу одномерности индекс x опустим),

$$f_0 = \frac{n_0 d}{2\pi \hbar I_0} \exp \left(\frac{\Delta}{2\kappa T} \cos \frac{pd}{\hbar} \right)$$

— нормированная на n_0 равновесная функция распределения, $n(x)$ — концентрация электронов в плоскости x , $I_n = I_n(\Delta / 2\kappa T)$ — модифицированная функция Бесселя аргумента $\Delta / 2\kappa T$, T — решеточная температура, v — характерная частота релаксации функции распределения, n_0 — равновесная концентрация носителей тока.

Кинетическое уравнение (2) дополним уравнением Пуассона и непрерывности полного тока, что полностью определяет электродинамику задачи в одномерной ситуации:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (n(x) - n_0), \quad (3)$$

$$j^{tot} = j(x) + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (4)$$

где

$$n(x) = \int f \, d\mathbf{p}, \quad j = e \int v(p) f(p) dp,$$

ε — решеточная диэлектрическая проницаемость, а интегрирование ведется в пределах зоны Бриллюэна СР.

Уравнение (2) справедливо в рамках квазиклассического описания динамики частиц в мини-зоне [2, 3]:

$$eEd, \quad \hbar\omega \ll \Delta_G, \quad (5)$$

$$eEd, \quad \hbar v \ll \Delta. \quad (6)$$

Здесь Δ_G — ширина запрещенной мини-зоны. В силу (5) пренебрегается зинеровским туннелированием и оптическими переходами в вышележащие мини-зоны. Вместе с тем при выполнении (6) размах блоховских осцилляций в электрическом поле $x_0 = \Delta / eE_0$ превосходит период структуры d , что в запороговых полях $E_0 \gtrsim \hbar v / ed$ эквивалентно достаточно большой длине свободного пробега электронов $d \lesssim 2v_0 / v$.

Выбор в (2) интеграла столкновений в форме БГК является достаточно грубой аппроксимацией процессов рассеяния носителей тока. Тем не менее в случае однородных высокочастотных полей нелинейный отклик СР, рассчитанный на основе (2), достаточно хорошо подтверждается результатами численного моделирования методом Монте-Карло при детальном учете процессов рассеяния на оптических фононах и примесях [19].

3. Диэлектрическая проницаемость

Следуя обычному подходу в исследовании ВПЗ [13], выделим в структуре объем $0 < x < L$, где наряду с однородным постоянным полем E_0 создано малое неоднородное возмущение:

$$E(x, t) = E_0 + E_1(x)e^{-i\omega t}. \quad (7)$$

Высокочастотное поле $E_1(x)$, а также возмущения всех остальных величин, входящих в задачу, допускают на отрезке $0 < x < L$ представление в виде рядов Фурье:

$$\Phi(x) = \sum_k \Phi(k)e^{ikx}, \quad (8)$$

где $k = 2\pi m / L$, m — целые числа. Линеаризация кинетического уравнения Больцмана приводит к следующему соотношению для фурье-компонент возмущений функции распределения, поля и плотности частиц:

$$\frac{\partial f_1}{\partial \varphi} + i(\alpha + \beta \sin \varphi)f_1 = -\frac{\Omega_1}{\Omega} \frac{\partial F_0}{\partial \varphi} + \frac{vn_1}{\Omega n_0} f_0, \quad (9)$$

где $\Omega = eE_1 d / \hbar$ — амплитуда высокочастотного поля, $\varphi = pd / \hbar$ — безразмерный квазиимпульс, $\alpha = -(\omega + iv) / \Omega$, $\beta = kv_0 / \Omega$ — нормированное волновое число возмущений, F_0 — функция распределения электронов в постоянном однородном электрическом поле E_0 :

$$F_0 = \frac{n_0 d}{2\pi\hbar I_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m \frac{v}{v + im\Omega} e^{im\varphi}. \quad (10)$$

Связь в фурье-представлении между возмущениями электрического поля, тока и плотности частиц находим из уравнений (3), (4):

$$ik\Omega_1 = \frac{4\pi e^2 d}{\varepsilon\hbar} n_1, \quad (11)$$

$$\delta_{k,0} j_1^{tot} = j_1(k) - \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi} E_1(k), \quad (12)$$

где $\delta_{k,0}$ — символ Кронеккера.

С формальной точки зрения метод отыскания решения (9) вполне аналогичен вычислению диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы [17, 20], при этом периодичность входящих в (9) коэффициентов определена периодической зависимостью энергии частиц от квазиимпульса (1). Используя метод решения (9), приведенный в [20], для высокочастотной проводимости, связывающей фурье-компоненты тока и поля, получаем

$$j_1(k) = \sigma(\omega, k) E_1(k), \quad (13)$$

$$\sigma(\omega, k) = -\frac{\varepsilon v}{4\pi} \sum_{m,s=-\infty}^{\infty} \frac{i^{-m} I_m}{I_0} \left[1 - \frac{\omega_p^2 m}{\beta\Omega(v + im\Omega)} \right] \frac{sJ_s(\beta)J_{s+m}(\beta)}{(\alpha - s)}, \quad (14)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 v_0 d / \varepsilon\hbar)^{1/2}$, а диэлектрическая проницаемость СР, согласно (12), определена обычным соотношением

$$\varepsilon(\omega, k) = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma(\omega, k)}{\omega}. \quad (15)$$

Нетрудно убедиться в том, что полученное выражение для диэлектрической проницаемости обладает свойством симметрии, вытекающим из принципа причинности (соотношение Крамерса — Кронига) [20]:

$$\varepsilon^*(-\omega, -k, E) = \varepsilon(\omega, k, E). \quad (16)$$

Кроме того, поскольку выделенное направление в задаче определено электрическим полем,

$$\varepsilon(\omega, k, E) = \varepsilon(\omega, -k, -E). \quad (17)$$

Выражение (15) описывает отклик СР на внешнее неоднородное высокочастотное поле при учете эффектов сильной пространственной и временной дисперсии. Характерным масштабом пространственной дисперсии $\beta \approx 1$, $k \approx x_0^{-1}$ является размах блоховских осцилляций $x_0 \approx \Delta / eE_0$, а масштабом временной дисперсии — частота Блоха. В пределе однородных полей $\beta \rightarrow 0$ выражение (14) переходит в результат работы [21]. В этом случае резонанс проявляется лишь на основной гармонике $\omega \approx \Omega$. Учет пространственной дисперсии приводит, согласно

(14), к возникновению резонансного отклика на гармониках блоховской частоты $\omega = n\Omega$.

Отметим здесь, что использованная в [17] для вычисления диэлектрической проницаемости СР в сильном электрическом поле модель интеграла столкновений $St = -v(f - f_0)$ дает возможность учесть влияние пространственной дисперсии лишь на компоненту проводимости, пропорциональную плотности носителей (второе слагаемое в квадратных скобках в (14)), что, естественно, определено в пределе слабонеоднородных высокочастотных полей при $\omega_p^2 / \Omega^2 \gg \beta$, $\Omega > v$. Вместе с тем в отклике системы на внешнее поле присутствуют обусловленные столкновениями члены, приводящие к процессам дрейфа и диффузии в произвольном порядке по степеням β . Их происхождение связано со вторым слагаемым в правой части (9), учитывающим закон сохранения частиц при рассеянии. Во избежание недоразумений отметим, что иногда вклад в конвективный ток электронов $j = e \int v f dp$, связанный с этим слагаемым, выделяется как компонента «вектора диффузии» [22]. В нашем же случае удобно воспользоваться уравнением Пуассона (11) и отнести этот вклад в величину высокочастотной проводимости (диэлектрической проницаемости) системы. Тем самым мы пользуемся терминологией [18]. Таким образом, соотношение (14) позволяет учесть влияние как плазменных, так и дрейфово-диффузионных эффектов на линейный отклик СР в рамках единого подхода.

4. Дрейфово-релаксационные и резонансные (блоховские) моды

Как известно, временная эволюция начального возмущения в активной среде определена решением дисперсионного уравнения $\varepsilon(\omega, k) = 0$ при действительных значениях волновых чисел k . Рассмотрев выражения (14), (15), нетрудно заметить, что если комплексная частота $\omega(k)$ является решением дисперсионного уравнения, то $-\omega^*(-k)$ также является его решением, т. е. при анализе спектра ВПЗ можно ограничиться областью $\text{Re } \omega(k) > 0$, $-\infty < k < \infty$, а решение в области $\text{Re } \omega(k) < 0$ построить, используя указанное свойство симметрии. Сразу же заметим, что поскольку в системе имеется выделенное направление, связанное с электрическим полем, то корни дисперсионного уравнения не обязательно должны удовлетворять соотношениям симметрии для равновесных изотропных сред. Очевидно лишь, что $\omega(k, E) = \omega(-k, -E)$.

В пренебрежении эффектами пространственной дисперсии нахождение спектра собственных колебаний системы, удовлетворяющего соотношению $\varepsilon + i \times \times 4\pi\sigma(\omega, k \rightarrow 0) / \omega = 0$, сводится к решению уравнения третьего порядка с действительными коэффициентами относительно величины $\delta = -i\omega / \nu$, где ω — комплексная частота:

$$\delta^3 + 2\delta^2 + (Z^2 + \gamma + 1)\delta - \gamma(Z^2 - 1) = 0. \quad (18)$$

Здесь

$$Z = edE_0 / \hbar v, \quad \gamma = \omega_0^2 / (\Omega^2 + v^2), \quad \omega_0^2 = \omega_p^2 I_1 / I_0,$$

ω_0^2 — квадрат плазменной частоты носителей тока. Решение (18) в приближении малых плазменных частот $\gamma \ll \max \{|1 - Z^2|^{-1/2}, Z\}$ имеет вид

$$\omega_1 = i \frac{\omega_0^2 (Z^2 - 1)}{v \left[(Z^2 + 1)^2 + \omega_0^2 / v^2 \right]}, \quad (19)$$

$$\omega_{2,3} = \pm (\Omega^2 + \gamma v^2)^{1/2} - iv. \quad (20)$$

Соотношение (19) описывает релаксационное (аперриодическое) нарастание возмущения в заповороговом поле $Z > 1$. Как будет ясно из дальнейшего, это решение при $k \neq 0$ соответствует дрейфово-релаксационной ветви спектра с зависящими от волнового вектора инкрементом и фазовой скоростью. Формула (20) дает затухающие колебания электрического поля на гибридной плазменно-блоховской частоте. В пределе $\gamma \rightarrow 0$ эти колебания соответствуют блоховской резонансной ветви спектра. Здесь важно заметить, что, согласно критерию Рауса — Гурвица, при произвольных значениях плазменных частот (параметра γ) в допороговых полях ($Z < 1$) нарастающие решения с $\text{Im } \omega > 0$ отсутствуют, а при $Z > 1$ имеется единственный корень с $\text{Im } \omega > 0$. Тем самым доказывается, что при $k = 0$ неустойчивой является лишь релаксационная ветвь спектра, а колебания вблизи частоты Блоха затухают.

Учет пространственной дисперсии приводит к возникновению распространяющихся волн вблизи блоховской частоты и ее гармоник, подобно тому как это происходит в случае циклотронных волн в замагниченной плазме [20]. В пределе $\Omega \gg v$, $\Omega \gg \omega_p$, когда плазменный резонанс низкодобротен, двойной ряд в (14) допускает суммирование с помощью теоремы сложения для функций Бесселя [23] и спектр кратности l можно представить в виде

$$\omega = l\Omega - iv + ivJ_l(\beta) \left[\frac{J_l(\beta + iy)}{I_0(y)} + i \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 \beta} \left(\frac{J_l(\beta + iy)}{I_0(y)} - J_l(\beta) \right) \right], \quad (21)$$

где $y = \Delta / 2\kappa T$, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$. Решение с $\text{Re } \omega < 0$ ($l < 0$) строится в соответствии с отмеченным выше свойством симметрии. При $l = 0$ формула (21) описывает дрейфово-релаксационную ветвь спектра. Действительно, в пределе $\beta \ll 1$, исходя из (21), получаем обычное дисперсионное соотношение вида [13, 14]

$$\omega = kv_d - i(\omega_m + k^2 D), \quad (22)$$

где коэффициенты

$$\omega_m = -\omega_p^2 I_1 / v I_0 Z^2, \quad (23)$$

$$v_d = v_0 I_1 / I_0 Z, \quad (24)$$

$$D = \frac{v_0^2}{4\nu} \left(2 + \frac{I_2}{I_0} \right) \frac{1}{Z^2} \quad (25)$$

определяют соответственно дифференциальную максвелловскую частоту, дрейфовую скорость и коэффициент диффузии в сильном электрическом поле $Z \gg 1$ и при относительно невысокой концентрации носителей $\omega_p \ll \Omega$.

Для анализа спектра ВПЗ в широкой области значений параметра ω_p / ν и волновых чисел β воспользуемся численным решением дисперсионного уравнения методом итераций. Результаты расчетов для случая достаточно добротного блоховского резонанса $Z = \Omega / \nu = 4$, $\Delta / 2\kappa T = 1$ при различных значениях ω_p / ν приведены на рис. 1. При этом область частот $\text{Re } \tilde{\omega}$ включает дрейфово-релаксационную и две

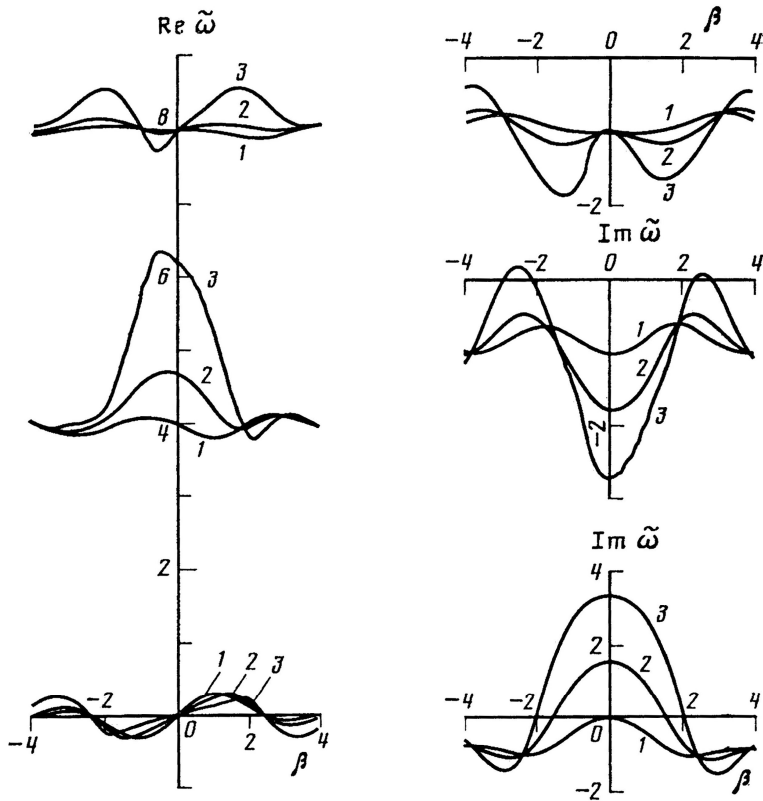


Рис. 1. Спектр волн пространственного заряда в сверхрешетках в сильных электрических полях при различных концентрациях носителей тока. Область $\text{Re } \tilde{\omega}$ ($\tilde{\omega} = \omega / \nu$) включает дрейфово-релаксационную и две резонансные ветви при $\Delta / 2\kappa T = 1$, $Z = 4$; кривые 1 — $\omega_p / \nu = 1$, 2 — $\omega_p / \nu = 10$, 3 — $\omega_p / \nu = 20$

резонансные ($l = 1, 2$) ветви спектра. Как видно из рисунка, для дрейфово-релаксационной ветви выполнены условия

$$\operatorname{Re} \omega(k) = -\operatorname{Re} \omega(-k), \quad \operatorname{Im} \omega(k) = \operatorname{Im} \omega(-k),$$

что является очевидным следствием общего свойства симметрии решений. С ростом плазменных частот в соответствии с (19) в широком диапазоне волновых чисел растет инкремент неустойчивости дрейфово-релаксационной ветви спектра, в то время как резонансная ветвь ($l = 1$) устойчива вплоть до значений $\omega_p / v \approx 20$, соответствующих весьма высокой добротности плазменного резонанса. При $k = 0$ частота колебаний резонансной ветви ведет себя в соответствии с аналитической оценкой (20). При высоких значениях ω_p / v неустойчивость резонансной ветви возникает при $\beta \approx 2,5$ и носит геометрический характер. В этой ситуации длина ВПЗ сравнима с размахом блоховских осцилляций электронов. Как показывают численные расчеты, область неустойчивости вблизи Ω появляется при одновременном выполнении достаточно жестких условий $\omega_p / \Omega \gtrsim 5$, $Z = \Omega / v \gtrsim 3$, $\Delta / 2\kappa T \gtrsim 1$. Важно также отметить, что даже в этих условиях инкремент нарастания резонансной ветви весьма мал в сравнении с инкрементом дрейфово-релаксационной ветви. При дальнейшем росте параметра ω_p / v гибридная частота резонансной ветви может превысить вторую гармонику частоты Блоха, что приведет к перестройке спектра ВПЗ. Мы опустим этот случай, поскольку из-за больших частот столкновений и эффективной массы носителей в узких мини-зонах СР реализация плазменного резонанса высокой добротности $\omega_p / v \gtrsim 20$ затруднительна.

Для типичных значений параметров сверхрешеточных структур $\omega_p / v \approx 1,76$, $\Delta / 2\kappa T \approx 1,74$, $Z = 1,5$, что приблизительно соответствует исследованным в [12] образцам GaAs — Al_{0,25}Ga_{0,75}As с периодом $d = 90 \text{ \AA}$ при $T \approx 100 \text{ K}$, $\Delta \approx 30 \text{ мэВ}$, $\varepsilon = 13$, $n_0 \approx 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $v_0 \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $v \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$; численно рассчитанный спектр ВПЗ приведен на рис. 2. Из этого рисунка видно, что резонансная ветвь является сильно затухающей, в то время как дрейфово-релаксационная ветвь неустойчива в широком интервале волновых чисел. Во всей области волновых чисел, соответствующей неустойчивости ВПЗ, спектр дрейфово-релаксационной ветви хорошо описывается полиномом второго порядка вида (2), поэтому для определения типа неустойчивости можно воспользоваться сформулированным для этого случая критерием $|\omega_m| \geq v_d^2 / 4D$, определяющим переход от конвективной к абсолютной неустойчивости [13, 24]. В нормированных переменных, приведенных на рис. 1, 2, критерий абсолютной неустойчивости принимает вид

$$|\tilde{\omega}_m| \geq \frac{\beta_0}{2} \frac{d}{d\beta} (\operatorname{Re} \tilde{\omega}), \quad (26)$$

где $\tilde{\omega} = \omega / \nu$, $\tilde{\omega}_m$ — значение инкремента нарастания при $\beta = 0$, $d(\text{Re } \tilde{\omega}) / d\beta$ — эффективная дрейфовая скорость, β_0 — граничное значение волнового числа, при котором инкремент обращается в нуль. Как видно из рис. 2, в соответствии с (26) неустойчивость в рассмотренном случае носит абсолютный характер.

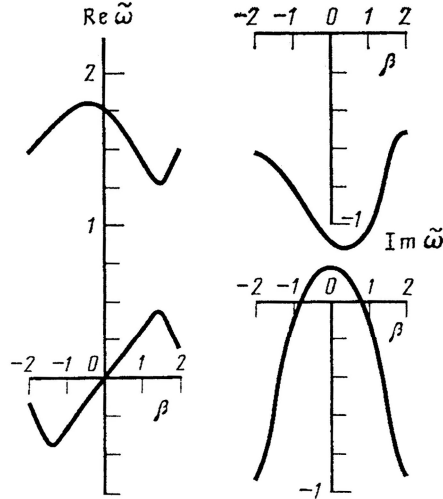


Рис. 2. Спектр волн пространственного заряда при низкочастотном плазменном резонансе; $\Delta / 2\kappa T \approx 1,74$; $Z = 1,5$; $\omega_p / \nu \approx 1,77$

Как показано в [24], в системах с ОДП, дрейфом и диффузией носителей критерий (26) существенным образом определяет следствие развития неустойчивости ВПЗ. В условиях конвективной неустойчивости реализуется режим с бегущими доменами электрического поля, сопровождающийся пульсациями тока во внешней цепи. При достаточно большой плотности носителей $|\omega_m| > v_d^2 / 4D$ реализуется режим со статическим доменом, локализованным вблизи неоднородности структуры (например, вблизи ее границ), что приводит к эффектам переключения на вольт-амперной характеристике структуры. Удобную оценку величины концентрации, при которой выполнен критерий (26), получаем на основе (23)—(25) при $E_0 \gg E_i$:

$$n_0 > \begin{cases} \epsilon E_0^2 / 16\pi\kappa T, & \kappa T \gg \Delta \\ \epsilon E_0^2 / 6\pi\Delta, & \kappa T \ll \Delta \end{cases} \quad (27)$$

Наконец, отметим, что приближение квазиклассического описания спектра ВПЗ справедливо при $\lambda \gg d$ (λ — длина ВПЗ), что эквивалентно неравенству

$$\pi\Delta / \beta edE_0 \gg 1. \quad (28)$$

В области волновых чисел, приведенной на рис. 1, 2, $\pi/\beta \gtrsim 1$. При этом (28) сводится к исходному условию (6), определяющему допустимость квазиклассического описания.

5. Заключение

Проведенный выше кинетический анализ спектра волн пространственного заряда в полупроводниковых СР показывает, что при типичных значениях параметров СР характер развития неустойчивости определяется низкочастотной дрейфово-релаксационной ветвью. Вместе с тем высокочастотные резонансные (блеховские) ветви спектра ($\text{Re } \omega \approx n\Omega$) устойчивы в широком диапазоне параметров СР, за исключением случаев весьма большой добротности блеховского и плазменного резонансов. Таким образом, развитие высокочастотных осцилляций электрического поля и пространственного заряда в сверхрешетках на частотах, сравнимых с блеховской, затруднено из-за низкой подвижности электронов, обусловленной малой шириной мини-зоны и высокой частотой столкновений.

Литература

1. Келдыш Л. В. // ЖЭТФ, 1958. Т. 34. С. 1138. ЖЭТФ. 1962. Т. 48. С. 661.
2. Krieger J. B., Iafrate C. J. // Physica. 1985. V. 134B. P. 228. Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 5494.
3. Manohar A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 1287.
4. Бычков Ю. А., Дыхне А. М. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1168.
5. Левинсон И. Б., Ясевичуте Ф. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1902.
6. Суриц Р. А., Шамхалова Б. С. // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1178.
7. Гоголин А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 30.
8. Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. С. 486.
9. Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. P. 61.
10. Bass F. G., Tetervov A. P. // Phys. Rep. 1986. V. 140. P. 239.
11. Esaki L., Chang L. L. // Phys. Rev. Lett, 1974. V. 33. P. 495. Thin Sol. Films. 1976. V. 36. P. 285.
12. Kelly M. J., Davies R. A., Lang A. P. et al. Superlatt. and Microstruct. 1986, V. 2. P. 313.
13. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
14. Büttiker M., Thomas H. // Phys. Rev. Lett, 1977. V. 38. P. 78.
15. Гоголин А. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 2063.
16. Martin D. H., Mizuno K. // Adv. Phys. 1976. V. 25. P. 211.
17. Зорченко В. В., Тетервов А. П. // ФТТ. 1978. Т. 20. С. 3251.
18. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. С. 64.
19. Ignatov A. A., Shaskin V. I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. V. 110. P. K117. Phys. Lett. 1983. Y. 94A. P. 169.
20. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
21. Ктиторов С. А., Симин Г. С., Синдаловский В. Я. // ФТТ, 1971. Т. 13. С. 8. Басс Ф. Г., Рубинштейн Е. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1379.
22. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. С. 376.
23. Грей Э., Мэтьюз Г. Б. Функции Бесселя и их приложения к физике и механике. М.: ИИЛ, 1953. С. 48.
24. Gueret P. // Phys. Rev. Lett, 1971. V. 27. P. 256.

TRANSIENT RESPONSE THEORY OF SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES: CONNECTION WITH BLOCH OSCILLATIONS

A. A. Ignatov, E. P. Dodin, V. I. Shashkin

Institute of Applied Physics, Academy of Science of the USSR, Nizhny Novgorod, USSR

Modern Physics Letters B. 1991. Vol. 5, № 16. P. 1087—1094

Results of an analytical calculation of the drift velocity transient response of semiconductor superlattices (SL) based on the moment balance equations method are presented. It is shown that under definite conditions the transient response can exhibit oscillation behaviour at the characteristic “effective Bloch frequency” depending on the momentum and energy relaxation times. The criterion that determines when the negative differential velocity (NDV) effect in superlattices is accompanied by Bloch oscillations (BO) is formulated. The method used permits one to estimate the time of NDV formation in SL solely on the basis of the measured (or simulated) static V - E characteristic.

1. Introduction

When an electric field is applied to an ideal crystal, electrons are ballistically accelerated beyond the energy band boundary, undergo Bragg diffraction and oscillate at the Bloch frequency $\Omega = eEd/\hbar$, where E is the electric field strength, and d is the crystal period [1]. Various approaches to the description of the electron motion under these conditions, starting with Bloch’s and Zener’s trail-blazing works, were critically analyzed in recent paper [2, 3] where it was shown that if the lower-lying band gap is wide enough to prevent interband tunneling, the carrier motion is localized within the allowed energy band. A number of papers declare [1, 4, 5] that the result of a cyclic motion of electrons in a band is the generation of alternating current at the Bloch frequency. On the other hand, in early papers [6, 7] it was proposed that the presence of inelastic collisions results in carrier drift, dissipation of the applied-field energy, and a sustained static velocity-field (V - E) relation with the NDV region $\partial V/\partial E < 0$ at $E > \hbar v/ed$, where v is the characteristic relaxation frequency of the electron distribution function.

Years ago, Esaki, and Tsu [8] proposed to tailor the nonlinear electronic transport properties of semiconductors by using superlattice (SL) structures in order to obtain a high-frequency oscillator due to NDV effect. The Bloch oscillation frequency was estimated as the ultimate frequency of the oscillator. In recent works by Sibille *et al.* [9] and by Beltram *et al.* [10, 11] the perpendicular V - E characteristics were measured in a series of various superlattices. The first clear evidence of the miniband NDV in superlattices predicted in Ref. [8] has been obtained. However, it has been stressed [9] that BO are not indispensable to NDV *per se*. It was pointed out that NDV only requires the center of the distribution function in \mathbf{P} space to approach the inflection point of the miniband dispersion relation under the field. In such a case elastic scattering can destroy the ballistic electron motion in a miniband and suppress the BO effect. So, the authors of Ref. [9] concluded that BO and NDV effects in a superlattice cannot be experimentally distinguished at present. On the other hand, because the V - E measurements are carried out at low frequencies $\omega \ll \ll eEd/\hbar$, the question of the NDV formation time in SLs still remains untouched.

2. How can BO in a SL be verified?

In the present letter we propose the large-signal transient response (TR) consideration in order to eliminate the problem of correlation between BO and NDV effects in SL. Simple and physically explicit analytical approach based on the moment balance equations method is used within the framework of a semiclassical transport model ($\hbar v$, $eEd \ll \ll \Delta$, where Δ is the miniband width). We show that under definite conditions depending on the velocity-to-energy relaxation frequencies ratio the transient response to the drift velocity can exhibit the overshoot phenomenon and oscillation behaviour at a specific “effective Bloch frequency”. On the other hand, purely relaxation (exponential) type of the TR behaviour is shown to be possible even if the NDV effect exists. As a result, the criterion that determines when NDV is accompanied by Bloch oscillations is derived.

The TR calculations are carried out (using a fully analytical scheme) for a particularly interesting case where the superlattice is suddenly switched across the NDV region. For this case the relaxation times involved in the moment balance equations can be extracted from the experimental static V - E characteristics data [9]. So the method employed permits us to estimate the actual time of NDV formation in SL on the basis of the measured (or simulated) steady state V - E relation only.

3. Free Bloch oscillations equation

The energy spectrum of the electron in the miniband of the superlattice is described in the tight-binding approximation by

$$\varepsilon(P) = \frac{P_{\perp}^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{P_z d}{\hbar} \right) \right], \quad (1)$$

where Δ is the miniband width, P_z is the charge carrier momentum along the SL axis, P_{\perp} and m are the carrier transverse momentum and mass.

The electron quasi-classical velocity along the SL axis is

$$v_z = \frac{\partial \varepsilon}{\partial P_z} = \frac{\Delta d}{2\hbar} \sin \left(\frac{P_z d}{\hbar} \right). \quad (2)$$

The macroscopic-average state may be specified by integrating with respect to the P_{\perp} distribution function $f(P)$, $P = P_z$, which should satisfy the Boltzmann equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial f}{\partial P} = St(f), \quad (3)$$

where $E(t)$ is the electric field strength directed along the SL axis.

Within the framework of a simplified one-dimensional model of the collision integral [8] side by side with inelastic collisions we take into consideration the purely elastic collisions term [12]

$$St(f) = -v_{\varepsilon} (f - f_0) - v_{\text{el}} \frac{[f(P) - f(-P)]}{2}, \quad (4)$$

where f_0 is the equilibrium distribution function, ν_ε is the relaxation frequency of the energy, ν_{el} is the frequency of the elastic collisions. From Eqs. (1)–(4) the following moment balance equations have been derived [13, 14],

$$\frac{dV}{dt} - \mu \nu_\varepsilon E(t) + \frac{ed^2 E(t)}{\hbar^2} \xi = -\nu_\varepsilon V, \quad (5)$$

$$\frac{d\xi}{dt} - eV E(t) = -\nu_\varepsilon \xi, \quad (6)$$

where V , ε are the velocity and energy of the electrons, averaged over the distribution function, $\xi = \varepsilon - \varepsilon_T$, $\varepsilon_T = \frac{\Delta}{2} \left[1 - I_1 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) / I_0 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) \right]$ is the thermal energy of the carriers along the SL axis, $I_0(x)$, $I_1(x)$ are the modified Bessel functions, $\nu_\nu = \nu_\varepsilon + \nu_{el}$ is the relaxation frequency of the average velocity, $\mu = \left[ed^2 \Delta I_1 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) \right] / \left[2\hbar \nu_\nu I_0 \left(\frac{\Delta}{2kT} \right) \right]$ is the low-field mobility of the electrons along the SL axis.

Note that similar first and second moment equations were later derived in Ref. [15] for the Wigner distribution function and its transport equation for the case of energy spectrum (1).

Let us consider the situation when a constant electric field $E(t) = \text{const}$ is applied to a superlattice. In this case the combination of Eqs. (5) and (6) yields a specific equation for free Bloch oscillations of average velocity that describes the transient process in a SL,

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + (\nu_\varepsilon + \nu_\nu) \frac{dV}{dt} + (\Omega^2 + \nu_\varepsilon \nu_\nu) V = \mu E \nu_\varepsilon \nu_\nu, \quad (7)$$

where $\Omega = eEd/\hbar$ is the Bloch frequency. This is the equation describing a harmonic oscillator with “positive friction”, $\nu_\varepsilon + \nu_\nu > 0$; therefore the steady state solution for static V – E relation of the SL is stable and, consequently, the alternating current generation is not possible if scattering is taken into account.

4. Peak velocity of the static V – E relation

Steady state solution of Eq. (7) gives the static V – E relation [12–14] of the SL

$$V_\infty = \frac{\mu E}{1 + (E/E_c)^2}, \quad (8)$$

where $E_c = \hbar(\nu_\varepsilon \nu_\nu)^{1/2}/ed$ is the critical field of the NDV effect $\partial V_\infty / \partial E = 0$. Note that the drift velocity V_∞ approaches the peak value V_p at $E = E_c$:

$$V_p = \frac{\Delta d I_1(\Delta/2kT)}{4\hbar I_0(\Delta/2kT)} \delta^{1/2}, \quad (9)$$

where $\delta = \nu_\varepsilon / \nu_\nu$ is the relaxation frequencies ratio.

At $\nu_\varepsilon = \nu_\nu = \nu$, $\delta = 1$ and $kT \ll \Delta$, Eq. (9) recovers the original Esaki–Tsu formula [8] $V_p = \Delta d / 4\hbar$. The factor $I_1(\Delta/2kT) / I_0(\Delta/2kT)$ which reduces the drift velocity at ele-

vated temperatures describes the “thermal saturation” of band transport in SL. This effect has been experimentally observed in Ref. [16] for the first time.

The ratio $\delta = v_e / v_v$ denotes the effect of a carrier “heating” in SL. The effect can be easily understood if one accepts the idea that, in a superlattice with a finite allowed energy band at fixed electric fields, the current can flow only in the presence of energy dissipation. At $\delta \rightarrow 0$ the energy dissipation decreases and, consequently, the peak velocity vanishes.

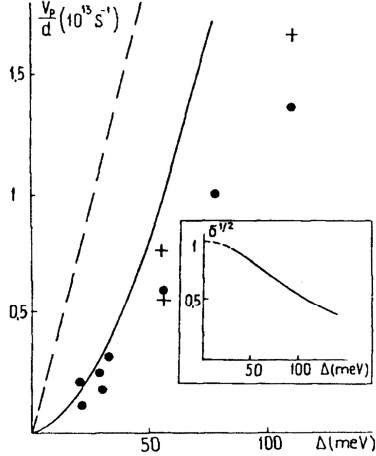


Fig. 1. Dependence on Δ of the peak velocity divided by the SL period. Inset: dependence on Δ of the relaxation frequencies ratio $\delta^{1/2}$

In Fig. 1 the dependences V_p/d computed according to the Esaki–Tsu formula ($V_p/d = \Delta / 4\hbar$, dashed curve) and to relation (9) at $\delta = 1$ (solid curve) are presented. The same figure shows the experimental results obtained in Ref. [9] (points), and the results of simulation by the Monte Carlo method [17] (crosses). The comparison shows that the results of experiments (simulations) can fit the calculations (9) if one assumes $\delta < 1$. Therefore, one can obtain the $\delta(\Delta)$ dependence, which is schematically shown in the inset of Fig. 1.

5. Transient characteristic

Let us consider the case of abruptly changing bias field from the value E_i (initial state) to the value E (final state). From Eq. (7) the transient characteristic $V(t)$ can be readily derived, the initial conditions for $V(0)$, $dv(0)/dt$ being determined from Eqs. (5) and (6):

$$V(t) = 2V_p \left\{ \frac{x}{(1+x^2)} + e^{-v_{\text{eff}} t} \cdot \frac{(x_i - x)}{(1+x_i^2)} \right\} \times$$

$$\times \left[\frac{(1 - xx_i)}{(1 + x^2)} \cos \omega t - \frac{v_v}{\omega} \left(1 - \frac{v_{\text{eff}}}{v_v} \frac{(1 - xx_i)}{(1 + x^2)} \right) \sin \omega t \right], \quad (10)$$

where V_p is the peak velocity (9), $x_i = E_i / E_c$, $x = E / E_c$,

$$\omega = \frac{\sqrt{4\Omega^2 - (v_v - v_\varepsilon)^2}}{2} \quad (11)$$

is the ‘‘effective Bloch frequency’’,

$$v_{\text{eff}} = \frac{(v_\varepsilon + v_v)}{2} \quad (12)$$

is the effective decay constant of the transient process.

It follows from Eq. (11) that at

$$\frac{E}{E_c} > \frac{(1 - \delta)}{2\delta^{1/2}} \quad (13)$$

the frequency ω is real, so that the transient characteristic exhibits oscillation behaviour.

In the opposite case the frequency ω is imaginary:

$$\omega = i\lambda, \quad (14)$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{(v_v - v_\varepsilon)^2 - 4\Omega^2}}{2}, \quad (15)$$

and the solution for $V(t)$ should be obtained from Eq. (10) by the substitution $i\lambda \rightarrow \omega$, $\cosh(\lambda t) \rightarrow \cos(i\lambda t)$, $i\sinh(\lambda t) \rightarrow \sin(i\lambda t)$. In this case we have a purely exponential relaxation of the drift velocity, so that Bloch oscillations do not manifest themselves.

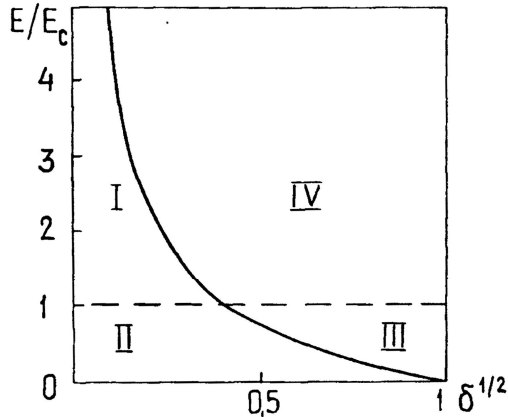


Fig. 2. Regions of different behaviours of the transient response of a semiconductor superlattice

Regions of different TR behaviours in SL are shown in Fig. 2. Region I corresponds to the case when NDV takes place in SL ($E > E_c$); however, Bloch oscillations are not

revealed. In this case elastic collisions with the frequency ν_{el} destroy the ballistic motion of the electrons in a miniband of the SL ($\nu_{el} > 2\Omega$). In region II the transient response exhibits exponential relaxation behaviour at subcritical fields $E < E_c$. Region III corresponds to the case of the oscillation-type relaxation. However, because of $E < E_c$ the oscillations are heavily damped in this region. Finally, region IV corresponds to the case when the NDV effect in SL is accompanied by Bloch oscillations of the TR.

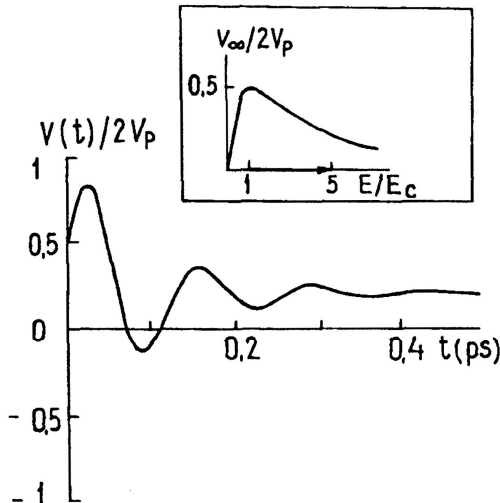


Fig. 3. Calculation results of the superlattice transient response.
Inset: static velocity-field characteristic of a SL

As an example, let us consider the TR of the superlattice GaAs/AlAs with $d = 45 \text{ \AA}$, $\Delta = 78 \text{ meV}$, $V_p = 4.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $eE_c d = 6 \text{ meV}$ investigated in the experiment [9]. From Eqs. (8) and (9) we obtain $\delta^{1/2} = 0.6$ ($\nu_v^{-1} = 65 \text{ fs}$, $\nu_e^{-1} = 185 \text{ fs}$, $\nu_{eff}^{-1} = 96 \text{ fs}$) and, therefore, according to Fig. 2 the NDV effect is accompanied by Bloch oscillations of the TR. The results of the TR calculation are plotted in Fig. 3 for the case where electric field is switched across the NDV region ($E_i / E_c = 1$, $E / E_c = 5$). Velocity overshoot and Bloch oscillations are clearly revealed in this figure. The characteristic response time can be estimated as $\tau \approx 400 \text{ fs}$.

6. Conclusions

In conclusion, we have proposed the moment balance equations method for investigation of the drift velocity transient response of semiconductor superlattices and modeled the transient characteristic for structures studied in the experiment [9]. The calculations show that the NDV effect in these SLs arises from the ballistic motion of electrons inside the miniband, because it is accompanied by Bloch oscillations of the transient response. The time of the NDV formation in SLs ($\tau = 400 \text{ fs}$) is shown to be much less

than in the bulk NDV semiconductors (where $\tau \approx 6$ ps) [18], and of the same order as in resonant-tunneling devices ($\tau \approx 300$ fs) [19]. We hope that the progressive development of probing semiconductors with femtosecond pulses [20, 21] can provide a tool for experimental observation of the Bloch oscillations in the transient response of semiconductor superlattices.

Owing to the ultra-high speed of the NDV formation, the superlattices seem to be a very promising tailorable anisotropic bulk material for amplification and generation of electromagnetic signals with operation modes similar to the Gunn effect [18]. In this case the generation is caused by space charge wave instability due to the negative differential velocity (conductivity) of a superlattice rather than by the intrinsic cyclic motion of electrons in a miniband at Bloch frequency.

References

1. *B. K. Ridley*, Quantum Processes in Semiconductors, (Clarendon Press, 1982), p. 57.
2. *J. B. Krieger and C. J. Iafrate*, Phys. Rev. **B33** (1986) 5494.
3. *A. Sibille*, Solid-State Electron. **32** (1989) 1455.
4. *D. M. Martin and K. Mizuno*, Adv. Phys. **25** (1976) 211.
5. *D. H. Dunlap and V. M. Kenkre*, Phys. Lett. **127** (1988) 438.
6. *V. A. Yakovlev*, Fiz. Tverd. Tela **3** (1962) 1983 [Sov. Phys. Solid State **3** (1962) 1442].
7. *Yu. A. Bychkov and A. M. Dykhne*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **48** (1965) 1168 [Sov. Phys. JETP **21** (1965) 779].
8. *L. Esaki and R. Tsu*, IBM J. Res. Dev. **14** (1970) 61.
9. *A. Sibille, J. F. Palmier, H. Wang, and F. Mollot*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 52.
10. *F. Beltram, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. N. G. Chu, and A. Y. Cho*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 3167.
11. *F. Beltram, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho*, Mod. Phys. Lett. **B4** (1990) 1255.
12. *S. A. Ktitorov, G. S. Simin, and V. Ya. Sindalovskii*, Fiz. Tverd. Tela **13** (1971) 2230 [Sov. Phys. Solid State **13** (1972) 1872].
13. *A. A. Ignatov and Yu. A. Romanov*, Phys. Status Solidi **B73** (1976) 327.
14. *A. A. Ignatov and V. I. Shashkin*, Phys. Lett. **A94** (1983) 169.
15. *R. K. Reich and D. K. Ferry*, Phys. Lett. **A91** (1982) 31.
16. *G. Brozak, M. Helm, F. De Rosa, C. H. Perry, M. Koza, R. Blat, and S. J. Allen, Jr.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 3163.
17. *P. J. Price*, IBM J. Res. Dev. **17** (1973) 39.
18. *S. M. Sze*, Physics of Semiconductor Devices, (John Wiley & Sons, 1981), p. 670.
19. *W. R. Frensley*, Rev. Mod. Phys. **62** (1990) 764.
20. *J. Shah*, Solid-State Electron. **32** (1989) 1051.
21. *K. Meyer, M. Pessot, G. Mouron, R. Grondin, and S. Chamoun*, Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 2254.

HIGH-SENSITIVITY ACCELEROMETER BASED ON COLD EMISSION PRINCIPLE

*V. I. Shashkin*¹, *N. V. Vostokov*¹, *E. A. Vopilkin*¹, *A. Yu. Klimov*¹,
*D. G. Volgunov*¹, *V. V. Rogov*¹, *S. G. Lazarev*²

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences (RAS),
Nizhny Novgorod, Russia

² Russian Federal Nuclear Center (RFNC-VNIIEF), Sarov, Russia

IEEE Sensors Journal. 2004. Vol. 4, No. 2. P. 211—215

A possibility for fabrication of a high-sensitivity accelerometer is considered. The linear acceleration of a sensor causes displacement of the proof mass electrode. The displacement detector is based on a strong dependence of the tunneling or cold emission current on the gap between the electrodes. The geometry of the electrodes that provides the best sensitivity is determined. The accelerometer with tunneling-emission electrodes is fabricated. At frequencies up to 5 kHz the resolution reaches 10^{-4} g/Hz^{1/2} in the tunneling mode and 10^{-3} g/Hz^{1/2} in the emission mode.

I. Introduction

The exponential dependence of the tunneling current on a gap between the electrodes provides high displacement sensitivity. In the last few years, a number of groups have used this effect for fabrication of high-sensitivity tunneling accelerometers [1]–[6]. These devices have the resolution up to $2 \cdot 10^{-8}$ g/Hz^{1/2} at frequencies lower than 1 kHz. The fundamental factors limiting the resolution of tunneling accelerometers are the $1/f$ noise and the thermomechanical noise [7]. The fundamental feature of a tunneling accelerometer is the feedback loop supporting the tunneling gap. In ordinary conditions, the characteristic gap between the tunneling electrodes is 1 nm, the tunneling current is 1 nA, at a voltage of about 1 V. To detect the modulation of such a current, a preamplifier is required. It must be located near the tunneling gap in order to minimize the noise and pickups. In principle, one cannot exclude a possibility of manufacturing a device with relatively mobile tunneling electrodes that will remain for a long time in the tunneling mode without the feedback. However, in this case, there are problems with the particles being adsorbed on the electrodes, which can give a “false signal” corresponding to some displacement of the electrodes [8]. Whether it is possible to make such electrodes a little mobile from each other and, at the same time, retain the mode of the current transfer, the resolution and stability in ordinary external conditions (acoustic noise, thermal drift due to variations and gradients of temperature, change of the tunneling transparency due to the adsorption on the electrodes, etc.) remains unclear. Solving this problem seems to be possible, but it is very difficult from the technical point of view.

In a number of works [9], [10], cold emission current was used to measure small displacement in high-sensitivity pressure sensors. The cold emission current also has a strong dependence on the gap between the electrodes. Thus, *a priori*, one can hope that it is possible to fabricate an emission accelerometer with a high sensitivity. The characteristic currents and distances between the electrodes in such a device, even at the voltage of

100 V, can be much greater than in the tunneling sensors. That would allow for designing a sensor with a long-term stability of the gap between the electrodes without the feedback, expanding the dynamic range, lowering the requirements to the preamplifier, and it would also allow for increasing the distance between the sensor and the preamplifier. The main goal of this work is to check the above assumptions.

II. Optimum geometry of the emission accelerometer electrodes

The current density of autoelectronic emission from a metal electrode at low temperatures is defined by the Fowler–Nordheim formula [11]

$$j(E) = A(E) \cdot E^2 \cdot \exp\left[-\frac{B(E) \cdot \phi^{3/2}}{E}\right] \quad (1)$$

where

$$A(E) = e^3 \cdot \left[16 \cdot \pi^2 \cdot h \cdot \phi \cdot t^2 \left(\frac{\sqrt{e^3 \cdot E}}{\phi} \right) \right]^{-1},$$

$$B(E) = \frac{4}{3} \cdot e \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m}{h^2}} \cdot v^2 \left(\frac{\sqrt{e^3 \cdot E}}{\phi} \right),$$

$$V(y) = \left\{ L \left[\frac{\sqrt{1-y}}{\sqrt{1+y}} \right] - y \cdot K \left[\frac{\sqrt{1-y}}{\sqrt{1+y}} \right] \right\} \cdot \sqrt{1+y},$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \cdot \sin^2 \Theta)^{-1/2} d\Theta,$$

$$L(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \cdot \sin^2 \Theta)^{1/2} d\Theta \quad \text{— elliptic integrals,}$$

$$t(y) \equiv v(y) - \frac{2}{3} \cdot y \cdot \frac{dv}{dy}.$$

E is the electrical field at the metal surface, ϕ is the work function. The most important characteristic of the accelerometer is its sensitivity, i.e., the interelectrode current I variation to gap variation ratio $\Delta I / \Delta l$. For a qualitative analysis of the dependence of the change in the current on small changes of the gap between the electrodes $\Delta l \ll l$, we shall use (1), where we assume A to be independent of E , because the function $t \approx 1$ in the entire range of fields [11]. Then

$$\frac{\Delta I}{\Delta l} \approx \frac{dI}{dl} = \int \frac{dj}{dl} dS = \int j \cdot \left(\frac{1}{E^2} \cdot \frac{d(E^2)}{dl} - \phi^{3/2} \cdot \frac{d\left(\frac{\phi}{E}\right)}{dl} \right) dS =$$

$$= -\int j \cdot \left(2E + \frac{4e\phi^{3/2}\sqrt{2m}}{3h} s \left(\frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi} \right) \right) \cdot \frac{d}{dl} \left(\frac{1}{E} \right) dS.$$

The integral is taken over the area of the cathode surface. Here

$$s(y) = v(y) - \frac{y}{2} \cdot \frac{dv}{dy}.$$

Function $s \approx 1$ in the whole range of fields [11]. At typical values of the work function (in electronvolts), the value of $4e\phi^{3/2}\sqrt{2m}/3h$ – is tens of V/nm, which is much greater than $2E$ (in volts/nanometers); therefore, the first term in the brackets can be neglected.

The value of $(d/dl)(1/E)$ does not vary much along the surface of the cathode in comparison with j . Therefore, taking out it of the integral we have

$$\frac{\Delta I}{\Delta l} \approx -I \cdot \frac{4e\phi^{3/2}\sqrt{2m}}{3h} \cdot \frac{d}{dl} \left(\frac{1}{E_{\max}} \right)$$

(E_{\max} is the maximal field on the cathode).

$E_{\max} = V/f$ where f is the function determined by the form and arrangement of the electrodes, V is the voltage between the electrodes, therefore

$$\frac{\Delta I}{\Delta l} \approx -I \cdot \frac{4e\phi^{3/2}\sqrt{2m}}{3h} \cdot \frac{1}{V} \cdot \frac{df}{dl}. \quad (2)$$

As can be seen from (2), the emission accelerometer sensitivity is proportional to the emission current and depends on the geometry of the system. To understand how the geometry of the electrodes affects sensitivity, we shall consider two cases.

- 1) The electrodes are metal surfaces having the radius of curvature $r \ll l$ in the field of the current flow. In this case $f(r, l)$ weakly depends on l , $df/dl \rightarrow 0$, and the sensitivity tends to zero when, $r/l \rightarrow 0$. For example, if the electrodes are two parallel infinite cylinders of radius r , placed at distance l from each other, or they are a two-cavity hyperboloid of rotation (voltage is applied between the cavities), with the spacing between the cavities l and the radius of curvature in the tops of cavities r , in both cases (when $r \ll l$) $f \propto r \cdot \ln(r/l)$

$$\frac{df}{dl} \propto \frac{r}{l} \rightarrow 0, \text{ at } \frac{r}{l} \rightarrow 0.$$

- 2) The electrodes are surfaces with the radius of curvature $r \gg l$. Then $f(r, l) \rightarrow l$, $df/dl \rightarrow 1$, when $r/l \rightarrow \infty$. In a limiting case of electrodes as two infinite planes ($r \rightarrow \infty$): $f = l$, $df/dl = 1$.

Thus, to provide the maximal sensitivity of the emission accelerometer it is critical that the condition: $r \gg l$ be met. That is, in an ideal device the electrodes should be two

parallel planes spaced at a distance much less than their sizes. These planes may have inhomogeneities, but their roughness should be $\ll l$. Probably, a cathode with such roughness may even prove more effective and ensuring a higher current density than an ideally smooth one [11]. To find out whether it is true is left for further investigations.

It is interesting to compare the sensitivity of the emission and tunneling accelerometers. For low voltages, the dependence of the tunneling current on the gap between the electrodes l is strongest [12]

$$I_t \propto \exp\left(-\frac{4\pi\sqrt{2m\bar{\phi}}}{\hbar}l\right) \quad \text{therefore,} \quad \frac{\Delta I_t}{\Delta l} \approx -\frac{4\pi\sqrt{2m\bar{\phi}}}{\hbar}I_t$$

where $\bar{\phi}$ is the average height of the tunneling barrier in view of the potential of forces of the images. That is, the sensitivity of the tunneling accelerometer is proportional to the tunneling current. For characteristic tunneling distances $l \sim 1$ nm the factor of proportionality is

$$\frac{4\pi\sqrt{2m\bar{\phi}}}{\hbar} \sim 10 \text{ nm}^{-1}.$$

The sensitivity of the emission accelerometer, as is seen from formula (2), is proportional to the current, too. The factor of proportionality for a flat geometry ($df/dl = 1$) and, for example, $j = 5$ eV, $V = 100$ V, is about 0.8 nm^{-1} , which is by an order less than in the tunneling case. However, the values of the emission currents can be by orders of magnitude above the tunneling ones (due to both a greater current density and a larger contact area), which can ensure a higher sensitivity of the emission accelerometer in comparison with the tunneling one.

III. Experimental examination of the emission accelerometer

It is possible to realize a nearly flat geometry by placing two smooth surfaces at a distance from each other much less than their curvature radius but much greater than their roughness. To fulfil the condition $r \gg l$ in the developed sensor, gold-covered optical fibers were chosen as electrodes. Their shape is close to the ideal cylinder of radius $r = 60 \mu\text{m}$ with the roughness 3 nm. The surface roughness of metallized fibers was measured by the AFM. The AFM-image of the surface of the fiber covered with gold is shown in Fig. 1. It is seen that the surface is smooth. The electrodes are formed by the fibers oriented cross-wise. Thus in the field of crossing of the fibers with the area $S \sim rl$, where the current flows the electrical field is close to homogeneous. The gold was chosen as a material for coating because of its chemical stability. Other materials of electrodes working in air can suffer from the anode oxidation, which results in an instability and termination of the working mode. In manufacturing of the sensor, we also used the materials with a lower work function, such as titanium nitride. Thus, only the cathode was coated with titanium nitride and the anode was coated with gold in order to prevent anode oxidation. It has allowed to fabricate a sensor with a smaller work function, resistant to degradation in air. The schematic of the sensor with such electrodes is shown on Fig. 2.

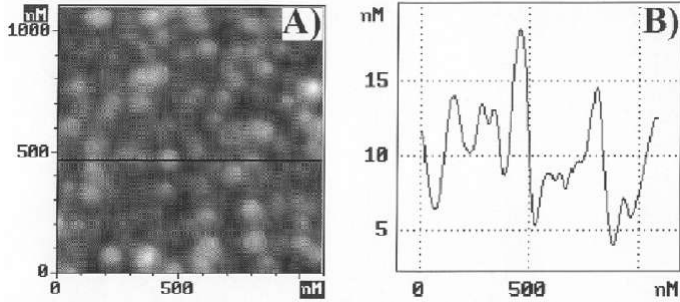


Fig. 1. (a) AFM image of the surface of a gold-coated optic fiber. Straight line shows the single pass of the probe. (b) The profile of single pass of the probe

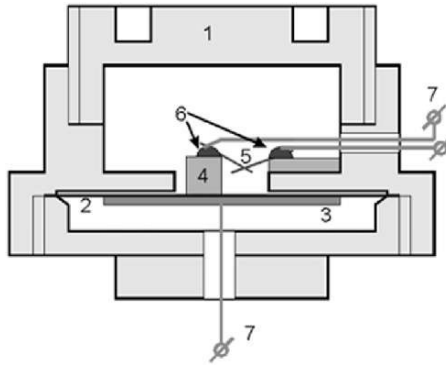


Fig. 2. Schematic of the sensor. 1: The case. 2: The copper membrane. 3: The piezoceramic. 4: The glass bases. 5: The metallized optical fibers. 6: The conducting glue. 7: The wires

Metallized optical fibers (5) are pasted to glass bases (4) with the help of a conducting glue (6). The same glue is used to paste to them the wires connecting the fibers to pre-amplifier. One glass base is pasted to the case and the other to the membrane of the piezodrive (2). The piezodrive consists of a copper membrane (2) and of piezoceramic (3) to which managing voltage is applied. In Fig. 3, the photo of the sensor is shown. The sensor can operate both in the tunneling and in the emission modes of the current transfer. The choice of the mode is determined by the onset of the current and voltage. The gap is maintained through the current-controlling feedback system with the help of the bi-morph piezodrive. In order to characterize the sensor in the cold emission mode it was placed in vacuum $P = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr. The frequency dependence of the resolution for various modes is given in Fig. 4. It is seen that at frequencies up to 6 kHz the resolution of the sensor is about 10^{-4} g/Hz^{1/2} in the tunneling mode (bias voltage $V = 0.1$ V) and about 10^{-3} g/Hz^{1/2} in the emission mode (bias voltage $V = 100$ V). The drop of the resolution of the sensor in all modes at the frequency of 3.5 kHz is caused by the resonance of the piezodrive. In order to maintain the mechanical coupling constant close to 1, the case of the sensor was pasted to the vibrating table. Besides, the above sensitivities are the

characteristic of the system consisting of a sensor and a measuring system. The measurements of sensitivity and the level of noise were made with the help of a spectrum analyzer (Bruel and Kjer, type 2033) without additional low-noise amplifier. The noise of the spectrum analyzer determined the threshold of detection in the mode of small tunneling currents. In the mode of large currents (~ 100 nA) the noise of the sensor was greater than the noise of the spectrum analyzer and exhibited a $1/f$ character up to 10 kHz.

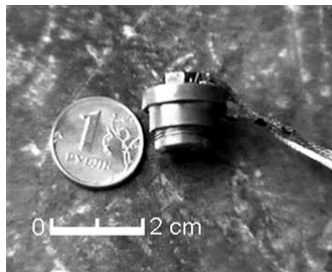


Fig. 3. Image of the sensor

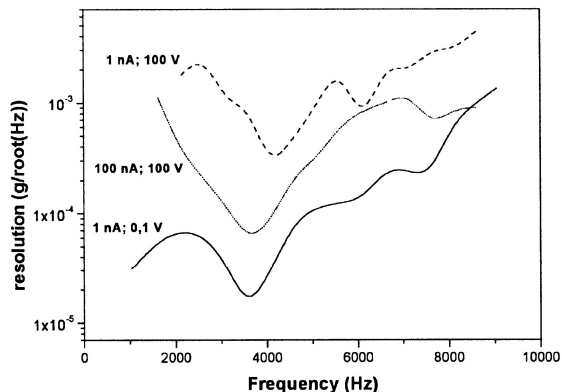


Fig. 4. Frequency dependence of the resolution for various working modes

When the sensor works in the emission mode, the gap between the electrodes can be much greater than the tunneling gap. One can expect that the working mode of the accelerometer will keep up for a long time even at not very strong precautions. In order to check this hypothesis, the feedback was switched off. The electrodes were approached manually by applying a constant voltage on the piezodrive until the occurrence of the emission current. It was shown that the thus controlled current can be kept for at least ten minutes. No special measures of vibro- and noise protection and no thermostat were used. The current was kept despite the fact that the design in question of the sensor was not optimized for the work without feedback. In Fig. 5, the current-voltage characteristics of the sensor without

the feedback at two different distances between electrodes are shown (l_1 and l_2). It is seen that the data of the current-voltage characteristics are in good agreement with the theoretical straight lines of Fowler–Nordheim which usually proves the emission character of the cur-

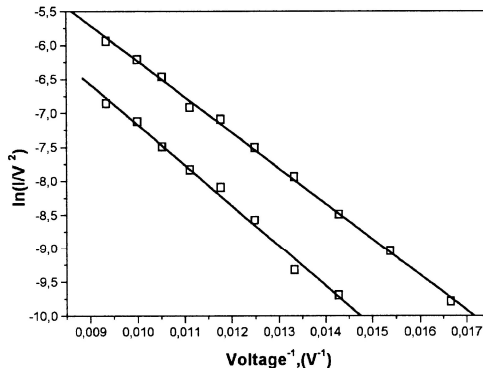


Fig. 5. Current-voltage diagram of the accelerometer without the feedback

rent. The difference in the distances $\Delta = l_2 - l_1$ can be measured by the difference of voltages on the piezodrive (for straight lines on Fig. 3 $\Delta l = 14$ nm). Using the relation [11]

$$\frac{d\left[\ln\left(\frac{j}{E^2}\right)\right]}{d\left[E^{-1}\right]} \approx -0.683 \cdot \phi^{3/2}$$

(where the current density is measured in A/cm^2 , the electric field in $\text{V}/\text{Angstrom}$, the work function in electronvolts) and considering that $j = I/S$; $S \approx r \cdot l$; $E \approx V/l$, where r is the radius of fibers, we shall have

$$\frac{d\left[\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)\right]}{d\left[V^{-1}\right]} \cdot \ln\left(\frac{l}{0.06}\right) \cdot \frac{1}{l} = K \cdot \ln\left(\frac{l}{0.06}\right) \cdot \frac{1}{l} = -0.06 \cdot \phi^{3/2}.$$

Here, K is the slope of the straight lines of Fowler–Nordheim in Fig. 3. l is in Angstrom, I is in nA, V is in volts. By solving the system of the equations

$$\begin{aligned} K_1 \cdot \ln\left(\frac{l_1}{0.06}\right) \cdot \frac{1}{l_1} &= -0.06 \cdot \phi^{3/2}, \\ K_2 \cdot \ln\left(\frac{l_2}{0.06}\right) \cdot \frac{1}{l_2} &= -0.06 \cdot \phi^{3/2}, \\ l_2 - l_1 &= 140. \end{aligned}$$

We can calculate l_2 , l_1 and the work function. We will have $\phi = 4$ eV, $l_1 = 93$ nm, and $l_2 = 107$ nm. The values l_1 and l_2 should be regarded as estimated values of the distance between the electrodes.

IV. Conclusion

It is shown that to ensure maximal sensitivity of an accelerometer working in the mode of emission current, it is reasonable to refrain from the traditional emission devices geometry involving needle cathodes and to use flat electrodes.

A tunneling-emission sensor with the resolution less than $100 \mu\text{g}/\text{Hz}^{1/2}$ in the tunneling mode and less than $1 \text{ mg}/\text{Hz}^{1/2}$ in the emission mode at frequencies up to 6 kHz is fabricated. This design can be improved and used in a system with the feedback for various special applications, for example, in hydroacoustics [2].

It is shown that when the sensor works in emission mode at a bias voltage $\leq 100 \text{ V}$, currents as high as $\sim 100 \text{ nA}$ can flow through the electrodes. Characteristic distances between electrodes can be thus of $\sim 100 \text{ nm}$. Such a working mode without special safety measures can be maintained a long time (tens of minutes) without a feedback. In the case of miniaturization of a similar system there is an opportunity, in principle, to manufacture a cheap and reliable sensor for the accelerometer.

Acknowledgment

The authors would like to thank Dr. L. V. Lubyako for help in measurement and O. D. Savitsky for assistance in preparation of the article.

References

1. P. M. Zavracky, B. McClennand, K. Warner, J. Wang, F. Hartley, and B. Dolgin, "Design and process considerations for a tunneling tip accelerometer," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 6, pp. 352–358, 1996.
2. C. H. Liu, A. M. Barzilai, J. K. Reynolds, A. Partridge, T. W. Kenny, J. D. Grade, and H. K. Rockstad, "Characterization of high-sensitivity micromachined tunneling accelerometer with micro-g resolution," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 7, pp. 235–244, June 1998.
3. M. A. McCord, A. Dana, and R. F. W. Pease, "The micromechanical tunneling transistor," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 8, pp. 209–212, 1998.
4. B. L. Kubena, G. M. Atkinson, W. P. Robinson, and F. P. Stratton, "A new miniaturized surface micromachined tunneling accelerometer," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 17, pp. 306–308, June 1996.
5. J. H. Daniel and D. F. Moore, "A microaccelerometer structure fabricated in silicon-on-insulator using a focused ion beam process," *Sens. Actuators A*, vol. 73, pp. 201–209, 1999.
6. C.-H. Liu and T. W. Kenny, "A high-precision, wide-bandwidth micro-machined tunneling accelerometer," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 10, pp. 425–433, Sept. 2001.
7. T. B. Gabrielson, "Mechanical-thermal noise in micromachined acoustic and vibration sensors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 40, pp. 903–909, May 1993.
8. S. Vatannia, J. L. Schiano, G. Gildenblat, and D. M. Ginsberg, "Resonant tunneling displacement transducer," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 45, pp. 1616–1619, July 1998.
9. M. I. Marques, P. A. Serena, D. Nicolaescu, and J. Itoh, "Modeling of a pressure sensor based on an array of wedge emitters," *Applied Surface Science*, vol. 146, pp. 239–244, 1999.
10. D. Nicolaescu, "Modeling of the field emitter triode (FET) as a displacement/pressure sensor," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 87/88, pp. 61–68, 1995.
11. A. Modynos, *Auto- Thermo- and Secondary Electron Emission Spectroscopy*. Moscow, Russia: Nauka, 1990.
12. E. Burshtein and S. L. Burshtein, Eds., *Tunneling Effects in the Solid Body*. Moscow, Russia: Mir, 1973.

MILLIMETER-WAVE DETECTORS BASED ON ANTENNA-COUPLED LOW-BARRIER SCHOTTKY DIODES

V. I. Shashkin¹, Y. A. Drjagin², V. R. Zakamov¹, S. V. Krivov², L. M. Kukin²,
A. V. Murel¹, Y. I. Chechenin¹

¹ Institute for Physics of Microstructures, RAS, Nizhny Novgorod, Russia

² Institute of Applied Physics, RAS, Nizhny Novgorod, Russia

Int. J. Infrared Milli. Waves. 2007. Vol. 28, iss. 11. P. 945–952

The principles of construction of millimeter wave detectors based on low-barrier Schottky diodes and planar antennas are discussed. The modified planar slot antenna with low beam spillover at the resonant frequency of 94 GHz has been developed. Experiments have been carried out to investigate detecting characteristics of the diodes with differential contact resistances $R_j = 1 \div 1000$ k Ω at zero bias. Experimental data are well correspond to calculations in a simple model of detector. At $R_j = 20 \div 100$ k Ω the maximum of rf-to-dc voltage sensitivity – more than 10000 V/W – is obtained. At lower values of $R_j = 2 \div 6$ k Ω a better noise equivalent power (NEP), around 10^{-12} W · Hz^{-1/2}, is predicted.

1. Introduction

Diodes with Schottky barrier are widely used in mixers and multipliers at sub- and terahertz frequencies. However at these frequencies Schottky diodes as small-signal square-law detectors are used significantly rarely. The necessity of design systems for millimeter-wave imaging and receiving broadband terahertz signals has caused some interest to these applications [1, 2]. Solving this problem means building multi-element matrix receivers, located in the focal plane of antenna system. To provide a high sensitivity of detector it is necessary to decrease the effective height of Schottky barrier in order to avoid voltage biasing. This simplifies the construction of the detector and leads to reducing noise level (eliminating 1/f-noise and others). For zero bias detectors at millimeter waves low-barrier Schottky diodes with δ -doping of surface region of a semiconductor [3, 4], diodes with a planar barrier [5, 6] and tunnel diodes [7, 8] are used. For this purpose semimetal-semiconductor heterostructures ErAs/GaAs have been proposed [9]. Recently a high efficiency detector for passive millimeter wave imaging was demonstrated with zero-bias Sb-based backward tunnel diodes [10]. Authors used diagonal horn antennas to collect energy in their 2×2 array of radiometers. Our approach deals with more simple design of the detector with a planar antenna-coupled low-barrier Schottky diode. Our aim is to develop planar detector as one pixel element of future planar imaging array. A part of work has been reported at conference [11].

2. Detector principal characteristics

A Schottky barrier at Al/GaAs contact is modified by inserting of silicon δ -doped layer very close to the interface. For a small distance from the interface to the δ -layer the peak of a potential barrier becomes tunnel transparent and this leads to reduced effective Schottky barrier height in the range $0.7 \div 0.1$ eV [12, 13]. Metalorganic chemical vapor

deposition is used for fabrication all layers, including top aluminum layer without braking growth conditions. What is important is that the width of a depletion region for these structures might be $\sim 0.1 \mu\text{m}$ which gives lower values of specific contact capacitance $\sim 1 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ compared with diodes on the effect of interband tunneling. In this work the diodes with design described in [4] and the anode contact area of $8 \mu\text{m}^2$ have been selected for detecting at 94 GHz. The specific values of the parameters are: contact capacitance $C \approx 10\div 15 \text{ fF}$, series resistance $r \approx 10\div 20 \Omega$. The diodes with different effective Schottky barrier height resulted in the differential contact resistance at zero voltage in the range of $1\div 1000 \text{ k}\Omega$ have been used to optimize the process of detection. Earlier a good performance of detectors has been obtained for the similar diodes mounted in different waveguide chambers [4]. Characteristics of detectors with planar design at 94 GHz are discussed in this paper.

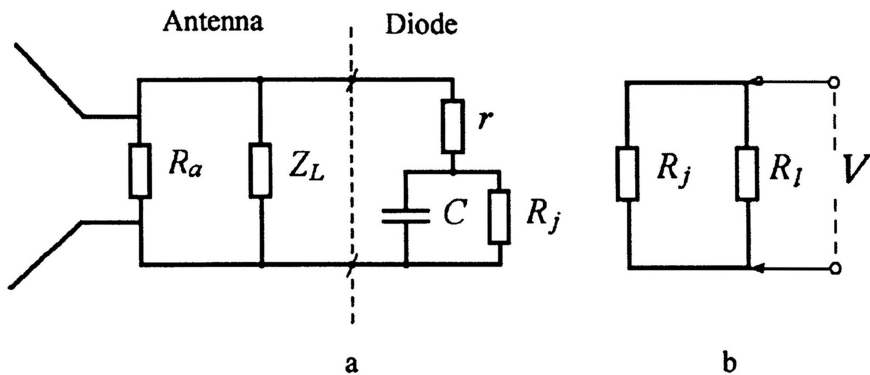


Fig. 1. Equivalent diagram for antenna with integrated low-barrier Schottky diode: *a)* at high frequencies, *b)* at low frequencies

As is known, at frequencies of millimeter wavelength range a diode is well described by a simple equivalent circuit with parallel connection of the resistance R_j and the contact capacitance C with the series resistance r , connected to them in series [4]. Figure 1 shows equivalent detector circuits at high and low frequencies. An equivalent antenna circuit at the resonant frequency might be presented as consisting of an antenna real resistance R_a and an impedance matching element Z_L connected in parallel. R_I is a load resistance of the detector. According to the approach [14] it becomes possible to write some expressions for principal characteristics of square-law detection:

$$\gamma = \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{R_I}{(r + R_j + R_I)} \cdot \frac{(1 - |\Gamma|^2) \cdot R_j}{\left(1 + \frac{r}{R_j}\right) \cdot \left(1 + \frac{f^2}{f_c^2}\right)}, \quad (1)$$

$$NEP = \frac{V_n}{\gamma}, \quad (2)$$

$$f_c = \frac{\left(1 + r/R_j\right)^{1/2}}{2\pi C \cdot (r \cdot R_j)^{1/2}}, \quad (3)$$

$$\langle V_n^2 \rangle \approx 4k_B T B \cdot (r + R_j), \quad (4)$$

where γ – voltage sensitivity, NEP – noise equivalent power, $\alpha = R_j \cdot \frac{d^2 I}{dV^2}$ curvature coefficient which equals to ~ 40 A/W for an ideal diode, V_n – average value of thermal noise amplitude of the diode in the frequency band of $B = 1$ Hz, k_B – Boltzmann constant, T – temperature. Factor $(1 - |\Gamma^2|)$ in (1) takes into account antenna matching with the diode. Under optimal conditions, when the antenna is at the resonant frequency Z_L should compensate the imaginary part of impedance of the diode. At the same time, the real part of diode impedance should be equal to R_a . In this case the maximum sensitivity of the detector is realized. The diode conductivity Y at the frequency $\omega = 2\pi f$ might be written in the following way:

$$Y = \frac{r + R_j + r \cdot (\omega C R_j)^2}{(r + R_j)^2 + r^2 \cdot (\omega C R_j)^2} + i \cdot \frac{\omega C R_j^2}{(r + R_j)^2 + r^2 \cdot (\omega C R_j)^2}. \quad (5)$$

For the frequency of 94 GHz the value of capacitive impedance of diodes lies in the range of 110–170 Ω . We can suppose that $r \ll 1/\omega C \ll R_j$. Then the expression (5) can be simplified:

$$Y \approx \frac{1}{R_j} + r \cdot (\omega C)^2 + i \cdot \omega C, \quad (6)$$

which makes it clear that the real part of a detector impedance is determined by the value $r \cdot (\omega C)^2 \approx 10^{-3} \Omega^{-1}$ for diodes with $R_j \gg 1000 \Omega$. Only diodes with the lowest barriers, which are used in this work, give a comparable contribution from R_j . The imaginary part of diode impedance is of a capacitance origin. These estimations allow choosing the type of a planar antenna. Having in mind the simplicity and fabricability, slot planar antennas, located above a metal plane, meet the requirements due to rather high output impedance $\approx 1/(r \cdot (\omega C)^2)$ [15]. For better matching the antenna at the resonant frequency should have the impedance of inductive character $Z_L = i \cdot \omega L$, which can compensate the capacitance of the diode defined in (6) or with more accuracy in (5). In fact, at this stage of analysis it is possible to take into account a small correction in Z_L , connected with neglected capacitance and inductance of the diode outer leads. For further calculations let us suppose that imaginary components of impedance are completely compensated. Then we can obtain an optimistic estimation for the matching factor of the diode

$$\left(1 - |\Gamma^2|\right) \approx 1 - \left| \frac{R_a - 1/\text{Re} Y}{R_a + 1/\text{Re} Y} \right|^2 \quad (7)$$

and calculate the principal characteristics of the detector on the basis of relations (1)–(4) and (7).

3. Design of the planar antenna

For receiving electro-magnetic radiation from the open space and effective transmitting power to a low-barrier Schottky diode a modified slot antenna has been chosen which size approximately corresponds to the effective wavelength. It is fabricated on the basis of dielectric plates Rodgers 5880 (thickness – 500 μm , $\epsilon \approx 2.2$). Copper layers cover both sides of plate with the thickness of 9 μm . In addition, a layer of nickel is deposited from electrolyte on the copper. The backside of the plates is soldered to the metal surface. Standard photolithographic technique is used for patterning. Figure 2 shows the schematic view of the antenna. The diodes have been mounted in the central part on metal leafs of the antenna which look like open wings of a butterfly. Assembling has been manufactured with conducting silver glue.

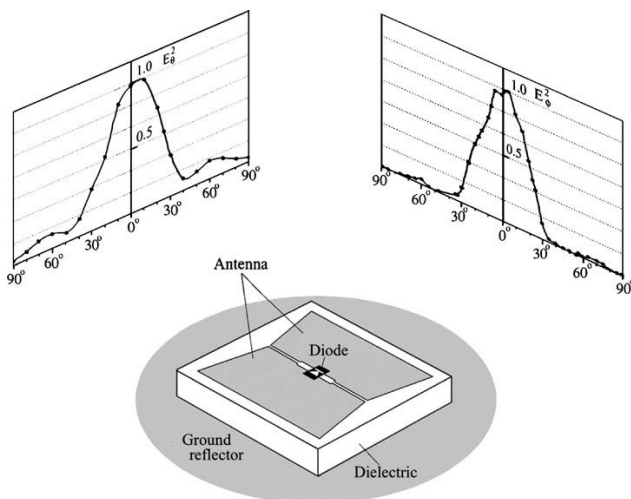


Fig. 2. Planar slot antenna coupled with low-barrier Schottky diode and directional characteristics in E- and H-planes measured in the detector mode at 94 GHz

Several groups of antennas-butterflies have been made with a small variation of their sizes in order to compensate more precisely the capacitance component of the diode impedance and tune the resonant frequency closer to 94 GHz. Optimization was carried out in the following way – diodes of one type with similar basic parameters have been mounted in different antennas. After that measurements of the detector sensitivity to a linear polarized radiation of millimeter wave as the function of frequency have been taken. A tunable backward-wave tube of three-millimeter waveband with the attenuated maximum power of ~ 20 mW has been used as a source of radiation. The transmission of radiation into space has been realized through a horn or an open end of waveguide with a flange. A voltmeter and an oscilloscope have been used to register constant and pulse signals of the detector. In such a way, several experimental iterations have resulted in optimizing the antenna configuration. It appeared, that the band under detection which is

responsible for two-time reducing voltage sensitivity equals to around 8 GHz. Also, there was not any significant change in the resonant frequency of the chosen antenna when diodes with different resistance R_j were used. The results have shown that the wave impedance of the antenna was estimated according to Babinet's principle as $\sim 800 \Omega$ [16].

The directional pattern of the planar antenna with mounted diodes has also been under investigation. The distance between the transmitting and the receiving antenna was around 1.5 m. In this case the area of irradiation was much larger than effective aperture of planar antenna and the mode of detection was quadratic. One marked lobe of the diagram directed perpendicularly to the plane of the antenna-butterfly was discovered at resonant frequency. That is true in the case when the dielectric layer is removed from ground reflector outside the region, which is comparable with antenna dimensions. Increasing lateral dimensions of the dielectric layer leads to excitation of surface waves and reduced antenna beam efficiency [17]. Measured experimental results are shown in Fig. 2 for two orthogonal planes. The half-power beamwidth in the plane perpendicular to the antenna slot was $\theta \approx 50^\circ$. In the plane directed along the antenna slot the angle was more $\phi \approx 44^\circ$. Observation of non-sufficient detector responses at resonant frequency for crazing incidences of external radiation gives estimation of beam efficiency > 0.9 . Any apparent characteristic dependences of directivity on the resistance R_j were not found in the range of experimental errors.

The results of measuring the beam directional pattern of detector and the known horn characteristics give the received power P_r [16]:

$$P_r = \frac{G_r \cdot G_t \cdot \lambda^2 \cdot P_t}{(4\pi L)^2}, \quad (8)$$

where G_r – planar antenna gain, $G_t = 105$ for the used horn gain, L – distance between the horn and the receiving antenna, P_t – transmitting power, λ – radiation wavelength. The antenna gain G_r was calculated using the textbook formula for a practical application [16]:

$$G \approx \frac{30000}{\theta \cdot \phi} \approx 13.6. \quad (9)$$

These measurements have allowed defining experimentally the most important characteristics of detector.

4. Experimental results

Planar diodes of the same construction but with different effective height of Schottky barrier have been used in the experiments. For those diodes detailed investigations of static transport characteristics have been carried out: values of the curvature coefficient α and the barrier resistance R_j have been measured at zero bias. The experimental data (marked by dark squares) are given in Fig. 3. The straight line corresponds to the interpolation of experimental data. It might be seen that reducing R_j from 1000 to 1 k Ω causes monotonous reduction of α from 33 to 12 A/W.

Recalculation of the collected radiation power has been done by equation (8). After that values γ for different diodes were defined. Results have been shown in Fig. 4 by squares. Theoretical dependence of voltage sensitivity γ on R_j , calculated on the basis of (1), (3), (5) and (7), is shown on the diagram by a full line. The values of $R_a = 800 \Omega$, $R_l = 500 \text{ k}\Omega$, $C = 14 \text{ fF}$, $r = 10 \Omega$ and a linear approximation of $\alpha(R_j)$, presented in Fig. 3 were used. Experimental data spread was caused by errors in measurements and deviation of actual parameters of diodes C , r , and α from mean values. Nevertheless, a good agreement between experimental data and calculations are clearly observed. The value of γ has a tendency to grow with increasing R_j till the moment when the influence of the load resistance R_l is not significant. The fall of γ at the commensurable resistance is observed. Considering the introduced dependence of $\alpha(R_j)$ the maximum values of $\gamma > 10000 \text{ V/W}$ are obtained at $R_j = 20 \div 100 \text{ k}\Omega$. The influence of the mismatch losses between a diode and an antenna is illustrated by the calculation at $(1 - |\Gamma|^2) = 1$, shown on the figure by the dashed line.

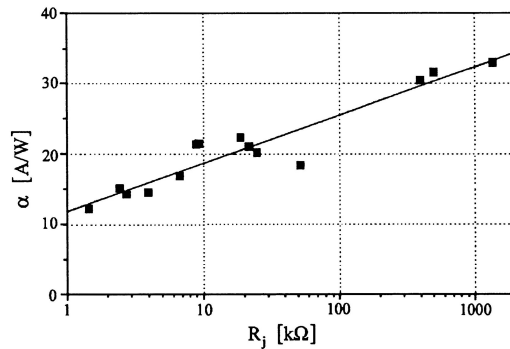


Fig. 3. Dependence of the curvature coefficient α on the contact differential resistance R_j at zero bias defined from current-voltage characteristics: squares – experimental data, straight-line – linear interpolation

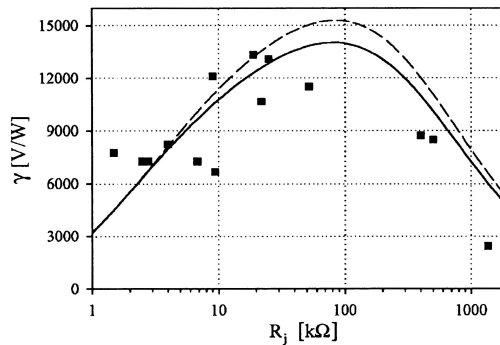


Fig. 4. Dependence of voltage sensitivity γ of antenna-coupled detectors at 94 GHz on differential resistance R_j . The full line shows the calculated curve $\gamma(R_j)$ for diode and antenna parameters mentioned in the text. For dashed line matching factor $(1 - |\Gamma|^2)$ is set equal to 1

Data on $\gamma(R_j)$ allow predicting the value of a threshold power of a detector NEP on the basis of expressions (2) and (4) without direct measuring noise voltages V_n . Experimental and calculated values of NEP dependent on R_j are presented in Fig. 5. It is obvious, that the lowest values of $NEP \approx 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ are obtained for the diodes with $R_j = 2 \div 6 \text{ k}\Omega$. A theoretical calculation predicts an increase of NEP at further decreasing R_j , but the experiment does not confirm this tendency. However, it is evident that the best values of NEP and γ are obtained at different R_j .

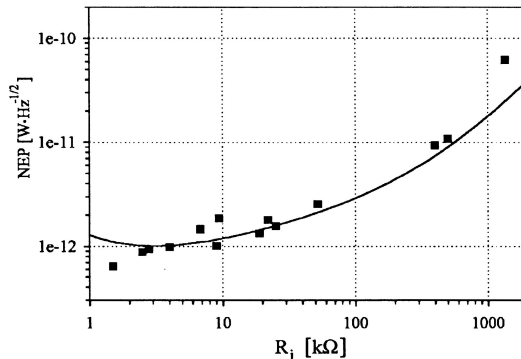


Fig. 5. Dependence of threshold power (NEP) of antenna-coupled detectors at the frequency of 94 GHz on their differential resistance R_j . The full line shows the calculated curve $NEP(R_j)$ for diode and antenna parameters mentioned in the text

The investigations carried out show the right way to obtain high voltage sensitivity and small threshold power in detectors of millimeter wavelength range on the basis of antenna-coupled low-barrier Schottky diodes. The data obtained experimentally for detectors in the waveband of 94 GHz meet theoretical expectations.

5. Conclusion

The design principles of planar antenna-coupled detectors of millimeter wavelength range on the basis of low-barrier Schottky diodes was discussed in this work. The construction of the modified planar slot antenna with a high output impedance $\sim 800 \Omega$ at the frequency of 94 GHz with the band around 8 GHz was developed. Some experimental investigations of detector characteristics for diode differential resistances in the range of $R_j = 1 \div 1000 \text{ k}\Omega$ at zero bias were carried out. The experimental data were compared with the results of calculation for a simple model of the detector. It was determined that a voltage sensitivity can exceed the value of 10000 V/W for diodes with $R_j = 20 \div 100 \text{ k}\Omega$ at $NEP \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. The lowest predicted values of $NEP \approx 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ correspond to $\gamma \approx 7000 \text{ V/W}$ at $R_j = 2 \div 6 \text{ k}\Omega$. The values of γ and NEP for this waveband correspond to the best results for zero-biased detectors [7, 8, 10]. These results manifest about good perspectives of application of the developed antenna-coupled detectors as the elements of a focal plane array receiver.

Acknowledgment

The authors are grateful Dr. L. I. Fedoseev for numerous discussions and useful notes, Dr. V. L. Vax for the help in a realization of experiments and V. M. Daniltsev for the epitaxial growth of diode structure.

References

1. *L. V. Volkov, V. E. Lubchenko, and O. A. Tikhomirov*, Radiotekh. Elektron. **40**(3), 322–324 (1995). (In Russian).
2. *E. R. Brown*, Solid-State Electron. **48**, 2051–2053 (2004).
3. *V. I. Shashkin, V. M. Daniltsev, O. I. Khrykin, A. V. Murel, Yu. I. Chechenin, and A. V. Shabanov*, Proc. of Int. Semicon. Dev. Res. Symp. (ISDRS), Charlottesville, USA, 1997, pp. 147–150.
4. *V. I. Shashkin, V. L. Vaks, V. M. Daniltsev, A. V. Maslovsky, A. V. Murel, S. V. Nikiforov, O. I. Khrykin, and Y. I. Chechenin*, Radiophys. Quantum Electron. **48**(6), 544–551 (2005).
5. *M. J. Kearney and I. Dale*, GEC J. Res. **8**(1), 1–12 (1990).
6. *Zhirun Hu, Van Tuyen Vo, and Ali A. Rezaazadeh*, IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. **15**(3), 150–152 (2005).
7. *J. N. Schulman, V. Kolinko, M. Morgan, C. Martin, J. Lovberg, S. Thomas, III, J. Zinck, and Y. K. Boegeman*, IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. **14**(7), 316–318 (2004).
8. *P. Chahal, F. Morris, and G. Frazier*, IEEE Electron Device Lett. **26**(12), 894–896 (2005).
9. *A. C. Young, J. D. Zimmerman, E. R. Brown, and A. C. Gossard*, Appl. Phys. Lett. **87**, 163506 (2005).
10. *J. Lynch, H. Moyer, J. Schulman, P. Lawyer, R. Bowen, J. Schaffner, D. Choudhury, J. Foschaar, and D. Chow*, Proc. of SPIE **6211**, 62110I-1-7 (2006).
11. *V. I. Shashkin, Y. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. V. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, and Y. I. Chechenin*, in Conf. Digest of the 2006 Joint 31st Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 14th Int. Conf. on Terahertz Electronics, Shanghai, China, Sept. 18–22, 2006, p. 400.
12. *V. I. Shashkin, A. V. Murel, Y. N. Drozdov, V. M. Daniltsev, and O. I. Khrykin*, Russ. Microelectron. **26**(1), 49–52 (1997).
13. *V. I. Shashkin, A. V. Murel, V. M. Daniltsev, and O. I. Khrykin*, Semiconductors **36**(5), 505–510 (2002).
14. *A. M. Cowley and H. O. Sorensen*, IEEE Trans. Microwave Theor. Tech. **14**(12), 588–602 (1966).
15. *B. A. Panchenko and E. I. Nefedov*, Microstrip Antennas, 145 p (Izdatel'stvo Radio i Sviaz', Moscow, 1986). (In Russian).
16. *C. A. Balanis*, Antenna Theory. Analysis and Design, 791 p (John Wiley and Sons, 1982).
17. *N. G. Alexiopoulos, P. B. Katehi, and D. B. Rutledge*, IEEE Trans. Microwave Theor. Tech. **31**(7), 550–557 (1983).

A NANOMECHANICAL SYSTEM WITH PIEZOELECTRIC ACTUATION OF A GaAs MICROBEAM

*E. A. Vopilkin, V. I. Shashkin, Y. N. Drozdov, V. M. Daniltsev, S. A. Gusev,
I. Yu. Shuleshova*

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia

Journal of Micromechanics and Microengineering. 2008. Vol. 18. Art. 095006 (5pp)

The design of a bymorph GaAs-based microbeam MEMS piezoelectric actuator is proposed. A piezoelectric actuator consisting of a 2 μm thick microbeam with dimensions $100 \times 15 \mu\text{m}^2$ is fabricated. Calculation of the dependence of beam deflection on the applied bias is carried out. The experimental dependence observed by an interferometer is in good agreement with the predicted one.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

The development of MEMS/NEMS (micro/nanoelectromechanical systems) demands the fabrication of microactuators for these systems. They are needed in feedback systems of tunnelling accelerometers and in the production of microswitches. Nowadays electrostatic [1], thermal bymorph [2–4] and piezoelectric [5] microactuators are known. The electrostatic actuators are able to achieve only a weak force. Acceptable working characteristics might be obtained when utilizing very soft constructional elements. This however results in low stiffness and low resonant frequency. The thermal actuators have appreciable sensitivity to the temperature but huge time constant, which limits their frequency range. Besides, they require large operating currents, which are often inconvenient. The piezoelectric actuator is controlled by the voltage with small leakage current. It is fabricated from rigid enough constructional elements, which allow operation at higher frequencies, up to MHz range. The principal disadvantage of a MEMS piezodrive consists of the small value of piezoelectric constants of materials, from which the MEMS are fabricated, and hence, in a small range of displacements. One of the possible ways to fix this problem is the introduction of a bymorph MEMS piezodrive using the transversal piezoeffect [5].

In this work, an approach to realization of such a MEMS device employing GaAs as the basic material is demonstrated.

The static characteristics of the microconsole under varying dc biases are investigated in detail.

2. Design of the microconsole

The GaAs/AlAs heterostructure was chosen as a platform for manufacturing the microconsole. A 1 μm thick AlAs layer was grown on a GaAs(0 0 1) substrate, followed

by the formation of a 1 μm thick doped GaAs layer with n-type conductivity and undoped a 1 μm thick GaAs layer, by the metal organic chemical vapour deposition (MOCVD) method. A schematic of the structure of the microconsole is shown in figure 1. The mesa of the console was formed photolithographically, as well as by wet etching [6]. The 100 nm thick gold contacts were evaporated by resistive heating. Then, the selective etching of AlAs from under the console was per-formed in HF solution. To avoid the stic-

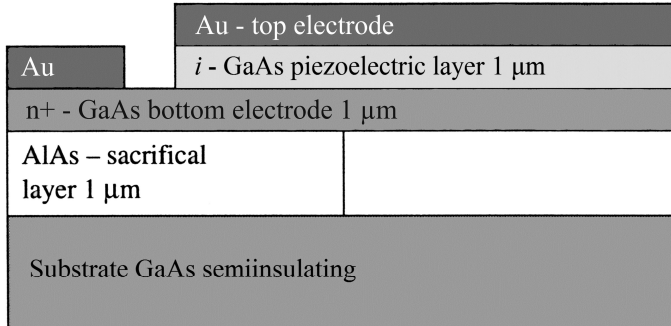


Fig. 1. Diagram of the structure cross section

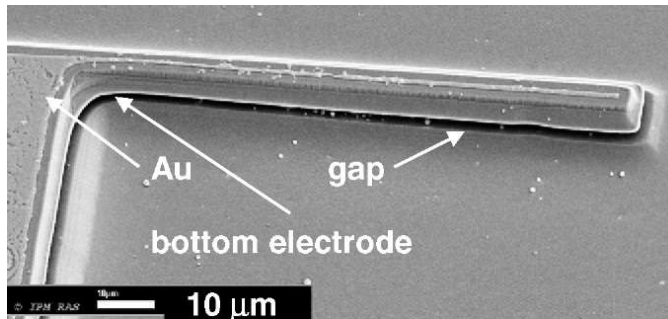


Fig. 2. SEM image of the GaAs microbeam

tion of the console after etching and washing by deionized water and acetone, the samples were dried using the system of critical drying CPD-13200 (SPI). After that acetone was replaced with liquid CO_2 and then the system was heated over the critical point of CO_2 . The piezoelectric layer is undoped GaAs, whereas the bottom electrode is the conducting GaAs layer, and the top electrode is the Au layer. Applying the negative potential to the top electrode gives rise to a high intensity of electrical field in the undoped GaAs (*i*-layer). This intensity diminishes inside the conducting GaAs layer. Therefore, the current remains small up to the breakdown voltage. An image of the microconsole from the scanning electron microscope (SEM) Carl Zeiss “Supra 50VP” is shown in figure 2.

3. Theory

The simplest system composed of two identical GaAs layers rigidly stuck together is sketched in figure 3.

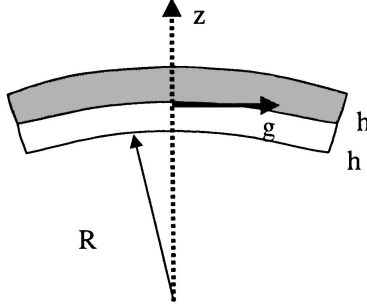


Fig. 3. System of two “stuck together” plates of thickness h , bent up to radius R in the zg -plane

After sticking, the top layer is deformed due to the piezoelectric effect; the system is thus bent. The term “sticking” is used here for ease of understanding. The actual epitaxial heterostructure represents in fact an epitaxial crystal. The top metal contact in this model is very thin, so that it does not affect the deformation of massive GaAs console.

The electrical field applied to the GaAs leads to deformation of the crystal, since the crystal is noncentrosymmetric and has both longitudinal and lateral piezoeffect. The latter is described by equation (1), see [7]:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{jk} = d_{ijk} \mathbf{E}_i. \quad (1)$$

Here, $\boldsymbol{\varepsilon}_{jk}$ is the tensor of elastic strains, d_{ijk} is the tensor of piezoelectric modules, \mathbf{E}_i is the vector of intensity of the applied electrostatic field and i, j, k -indices are equal to 1, 2, 3, respectively.

In matrix designations, with index $m = 1, 6$, equation (1) will be written as

$$\boldsymbol{\varepsilon}_m = d_{im} \mathbf{E}_i. \quad (2)$$

Here, $\boldsymbol{\varepsilon}_m$ are the factors associated with components of the tensor of elastic strains, d_{im} is the matrix of piezoelectric modules, whose factors are associated with components of the tensor of piezoelectric module [7].

The matrix form d is determined by the symmetry of the crystal. For GaAs with a point group of symmetry $\bar{4} 3m$, the matrix in crystallographic coordinates looks like

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Here, the only independent factor is $d_{14} = -2.69 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$ [8–10].

If the electrical field with intensity E is applied along the z -axis of the crystal, \mathbf{E}_i is equal to $(0, 0, E)$. Therefore, in equation (2) one has only one nonzeroth component

$$\varepsilon_6 = d_{36}E_3 = d_{14}E.$$

This results in tensor of elastic strains in the form of

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{12} & 0 \\ \varepsilon_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Here,

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_6 / 2 = d_{14}E / 2. \quad (5)$$

The strain (4) is a pure shift mode, at which only the angle between crystallographic axes x and y varies [7]. To proceed to diagonal axes x' and y' , the system should be rotated by 45° around the z -axis:

$$\begin{aligned} x' &= (x - y) / \sqrt{2} \quad \text{— direction } [1 \bar{1} 0], \\ y' &= (x + y) / \sqrt{2} \quad \text{— direction } [110]. \end{aligned}$$

The corresponding matrix of transformation of coordinates will be then written as

$$\mathbf{A}_{ij} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Transformation of tensor $\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$ to the new axes

$$\boldsymbol{\varepsilon}'_{ij} = \mathbf{A}_{ij} \mathbf{A}_{ij} \boldsymbol{\varepsilon}_{ij}$$

results in the following form of the matrix:

$$\boldsymbol{\varepsilon}'_{ij} = \begin{pmatrix} -\varepsilon_{12} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

The strains have a “stretching-constriction” mode in these new axes. This means that a tensile strain along the direction $[1 \bar{1} 0]$ and a compressive strain along $[110]$ appear at the negative value of ε_{12} . The resulting bend of the system consisting of two layers (one of which being deformed) is determined by conditions of the mechanical balance of the system, and by boundary conditions (figure 3). Let us consider an approach where the system can be divided into thin sections, which lie perpendicular to the z -axis under initial conditions. The elastic stress along the axis g , (x' or y') $\sigma_g(z)$ linearly depends on the elastic strain ε_g in this cross section:

$$\sigma_g = G\varepsilon_g. \quad (8)$$

Here, G is a certain combination of elastic modules, which depends on the character of deformation. The value of G is not to be specified, since it is missing in the final result. Note that the character of deformation differs here from that of the conventional bimetallic systems or from heteroepitaxial compositions. In our case, the signs of deformation

(and the signs of radii of curvature) are opposite to each other in the two orthogonal directions x' and y' .

For the piezoeffect, there is initial lattice mismatch between the two layers, which generates the step of elastic strains on the interface:

$$\Delta\varepsilon(z=0) = \varepsilon_{12}. \quad (9)$$

We believe that this value does not change at the subsequent bends, i.e. the step of elastic stress on the interface is given by the following equation:

$$\Delta\sigma_g(z=0) = G \varepsilon_{12} = G d_{14} E / 2. \quad (10)$$

Elastic stresses in other sections on z are partially relaxed due to the bend of the system towards mechanical equilibrium conditions, when the balance between the forces and moments for the two-layer structure is present. The value of the resulting stress for each section can easily be calculated if the z -location of a “zero-plane”, z_0 , is known for each layer. The elastic strains and stress are zero in the zero plane:

$$\sigma_g(z_0) = 0.$$

Afterwards, the elastic strains obey the law $(z - z_0) / R$, where R is the radius of curvature, and hence the stress in the layer has distribution

$$\sigma_g(z) = G (z - z_0) / R. \quad (11)$$

The deflections caused by gravity force are not essential for the microconsole; therefore this force will not be taken into account.

The two-layer continuous structure should be counterbalanced in each of the cross sections. We take the section parallel to axis z in figure 3. If the elastic stress is distributed in z as $\sigma_g(z)$, then the balance of forces and moments holds [11]:

$$\int_{-h}^h \sigma_g(z) dz = 0, \quad (12)$$

$$\int_{-h}^h \sigma_g(z) z \cdot dz = 0. \quad (13)$$

The resulting distribution of elastic stress along the z -axis (epure of stress) is shown in figure 4. The radii of bend of the rigidly connected parts are identical (from conditions of indissolubility); hence the two straight lines have identical inclination too.

The epure in figure 4 is symmetric relative to the coordinate origin. This is evident from the physical sense of the problem: change of the sign of strains σ_g accompanied by mutual replacement of two layers leads to the same statement of the problem. Such a form of diagram provides automatic fulfilment of conditions for the balance of forces (12), and requires the balance of the moments (13) inside each layer. From this condition, the equation giving the position of the zero plane (z_0) can be derived as

$$G \int_0^h \frac{z - z_0}{R} z \cdot dz = 0. \quad (14)$$

From equation (14), we receive $z_0 = 2h / 3$. This is illustrated in figure 4. The radius of curvature is calculated from equation (11) given a step of the elastic stress on the interface ($z = 0$) being equal to half of the value from equation (10):

$$G(-2h/3)/R = Gd_{14}E/4, \quad R = -8h/(3 \cdot d_{14} \cdot E). \quad (15)$$

Since in our experiments the radius of the console bend is not measured, but deviation of one edge (the second edge is fixed), we have to express the value of deviation through the length of the console L and the radius of curvature R . As seen from figure 5, the angle 2φ is equal to L/R , while chord AB is equal to $2R \sin \varphi$. Then, the necessary deviation x is given by

$$x = AC = AB \sin \varphi = -2R \sin^2 \varphi \approx -2R(L/2R)^2 = -L^2/2R. \quad (16)$$

The value of R is usually considered positive for the convex surface, which is shown in figure 5. The value of x is thus negative, i.e. downward displacement.

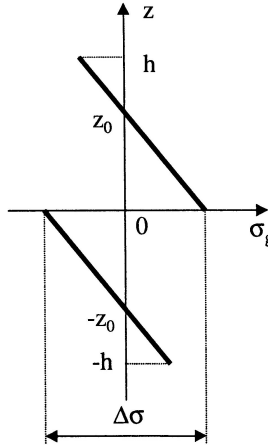


Fig. 4. Epure of elastic strains in the system composed of two identical layers

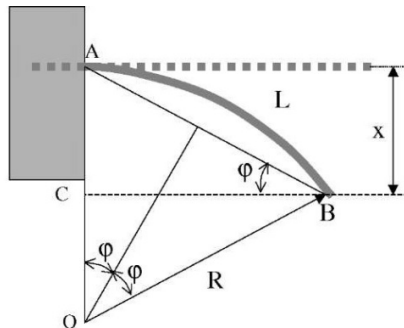


Fig. 5. The deflection x of the edge of the console with length L , bent with radius R , with solid A end: $x \approx L^2/2R$

By substituting radius R from (15) and by expressing intensity E through the applied voltage and the thickness of the layer as $E = U/h$, we obtain

$$x = 3U \cdot L^2 \cdot d_{14} / (16h^2). \quad (17)$$

For example, at $U = 1 \text{ V}$, $L = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $h = 1 \text{ }\mu\text{m}$ and $d_{14} = -2.69 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$, the deviation of the console edge will be $x \approx 5 \text{ nm}$.

4. Experimental details

The deflection of the microconsole was measured with a white light interferometer (WLI) Talysurf CCI 2000. A dc voltage up to 18 V was applied to the electrodes, and the measurements were realized followed by numerical reconstruction of the three-dimensional surface. DC I - V characteristic of the microbeam is shown in figure 6. It is an I - V characteristic of the Shottky diode under reverse voltage. A typical WLI image is shown in figure 7. For each image, the single z -profile going along the console

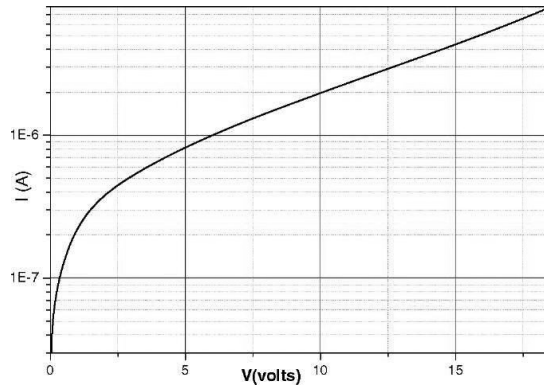


Fig. 6. DC I - V characteristic of the microbeam

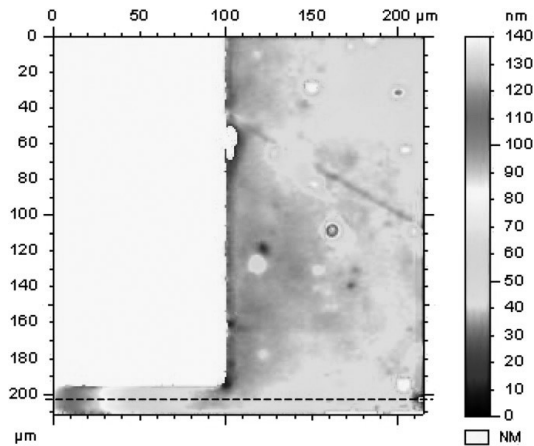


Fig. 7. WLI image of the microconsole. The dashed line represents the place of the single profile

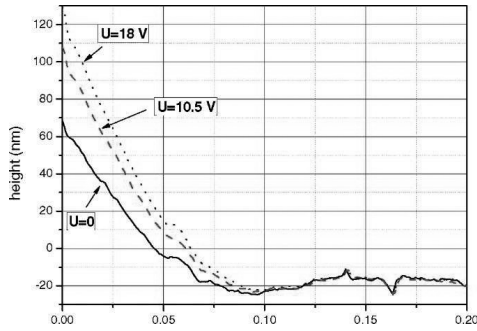


Fig. 8. Single profiles of the microconsole at various dc biases

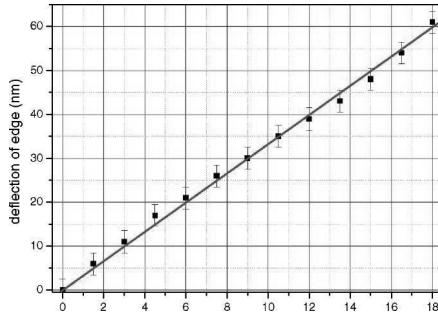


Fig. 9. Measured deflection of the console edge versus applied dc bias

was taken using identical coordinates. This profile is shown as the dashed line in figure 7. The profiles corresponding to different voltages are compared in figure 8. At zero bias the edge of the microbeam is deflected by 80 nm up due to stress in the Au film. Figure 9 shows how the shift of edge of the microconsole increases with the applied voltage starting from the zero-bias position. The slope of this dependence is about $3.5 \text{ nm} \cdot \text{V}^{-1}$, which is in reasonable agreement with the theoretical prediction described above. The theoretical value of $5 \text{ nm} \cdot \text{V}^{-1}$ is somewhat overestimated, possibly because the topmost Au layer was not taken into account. The obtained agreement allows us to consider the microdevice efficient. The theoretical description is sufficiently adequate to the experimental system. The basic resonant frequency of the microbeam can be estimated using the formula $f_0 = \frac{0.88h}{\pi l^2} \sqrt{\frac{E}{3\rho}}$ where h is the beam thickness ($h = 2 \text{ } \mu\text{m}$), l is the beam length ($l = 100 \text{ } \mu\text{m}$), ρ is the density of GaAs ($\rho = 5.35 \times 10^3 \text{ kg} \times \text{m}^{-3}$), E is the Young modulus of GaAs ($E = 121 \text{ Gpa}$). Using these values we shall receive $f_0 = 153800 \text{ Hz}$. The Q -factor of such microbeams varies from 10^2 in air up to 10^4 in the vacuum [12]. The working range of displacement is limited by the field of breakdown of GaAs. The maximal displacement of the edge of the console achieved during our experiments was 60 nm.

5. Conclusion

A GaAs piezoelectric bymorph microconsole intended for applications in MEMS actuators is elaborated. The theoretical treatment of bend of the system under constant voltage is performed. Corresponding experimental data demonstrated the efficiency of the obtained microstructure and adequacy of theoretical modelling. The proposed design can be used as a drive of the feedback loop for keeping the controlled nanometre-size gap between electrodes, which is desired for the implementation of various primary MEMS sensors [13].

Acknowledgments

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project No. 08-02-97022. The authors are grateful to Dr G. L. Pakhomov for help in translation.

References

1. Hall N. A., Okandan M., Littrell R., D. Serkland K., Keeler G. A., Peterson K., Bicen B., Garcia C. T. and Degertekin F. L., 2008. "Micromachined accelerometers with optical interferometric read-out and integrated electrostatic actuation". *J. Microelectromech. Syst.* **17**, 37–44.
2. Lalinský T., Burian E., Držik M., Haščík Š., Mozolová and Kuzmík J., 2000. "Thermal actuation of a GaAs cantilever beam". *J. Micromech. Microeng.* **10**, 293–8.
3. Lalinský T., Burian E., Držik M., Haščík Š., Mozolová Ž., Kuzmík J. and Hatzopoulos Z., 2000. "Performance of GaAs micromachined microactuator". *Sensors Actuators.* **85**, 365–70.
4. Gilligan P. J., Liu J., Sarkar N. and Fedder, 2008 "G K CMOS-MEMS lateral electrothermal actuators". *J. Microelectromech. Syst.* **17**, 103–14.
5. Masmanidis S. C., R. Karabalin B., De Vlaminck I., Borghs G., Freeman M. R. and M. Roukes L., 2007. "Multifunctional nanomechanical systems via tunably coupled piezoelectric actuation. *Science*". **317**, 780–3.
6. Paik S. J., Kim J., Park S., Kim S., Koo C., Lee S. K. and Cho D., 2003. "A novel micromachining technique to fabricate released GaAs microstructures with rectangular cross section". *Japan. J. Appl. Phys.* **42**, 326–32.
7. Nye J. F., 1964. *Physical Properties of Crystals* (Oxford: Clarendon).
8. Adachi S., 1985. "GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As: material parameters for use in research and device applications". *J. Appl. Phys.* **58**, R1-R30.
9. Hjort K., Soderkvist J. and Schweitz J. A., 1994. "Gallium arsenide as a mechanical material". *J. Micromech. Microeng.* **4**, 1–13.
10. Madelung O., 2003. "Semiconductors: Data Handbook". 3rd edn (New York: Springer), 691 p.
11. Indenbom V. L. and Kaganer V. M., 1990. "X-ray analysis of internal stresses in crystals i. General equations". *Phys. Status Solidi a.* **118**, 71–84.
12. Abadal G. et al., 2001. "Electromechanical model of a resonating nano-cantilever-based sensor for high-resolution mass detection". *Nanotechnology.* **12**, 100–4.
13. Shashkin V. I., Vostokov N. V., Vopilkin E. A., Klimov A. Yu., Volgunov D. G., Rogov V. V. and Lazarev S. G., 2004. "High-sensitivity accelerometer based on cold emission principle". *IEEE Sensors J.* **4**, 211–5.

ANALYTICAL SOLUTION FOR CHARGE-CARRIER INJECTION INTO AN INSULATING LAYER IN THE DRIFT DIFFUSION APPROXIMATION

V. I. Shashkin, N. V. Vostokov

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 104. Art. 123708

Using a drift-diffusion approximation, we obtain an analytical solution to the problem of charge-carrier injection into an insulating i layer of finite thickness with account of self-consistent boundary conditions. The main assumption is that the self-doping of the i layer is neglected. The solution makes it possible to calculate the potential, electric field, and current-voltage characteristics of a variety of structures such as metal- i layer- n^+ (or p^+) semiconductor, metal- i layer-metal, and $n^+(p^+)$ - i - $n^+(p^+)$ structures. The solution admits a generalization for structures having heterobarriers at the interface of the semiconductor layers. The proposed approach allows for the contact phenomena and bulk effects related to that the current is space charge-limited in the i layer. The solution is valid for both the limiting cases and the transient regimes.

I. Introduction

It is well known that injection of charge carriers from the contacts and space charge-limited currents can play an important role in the structure of an intermediate insulating or undoped i layer [1–3]. Such behavior is typical for structures with low injection barriers or Ohmic contacts, which supply a large number of carriers to the i layer in a certain range of bias voltages. The injected carriers determine the current transfer regime and lead (in the simplest case of absence of charge traps) to the well-known dependence of the current $j \propto V^2 / L^3$, where V is the applied voltage and L is the thickness of the undoped layer. In this case, the bulk properties of a semiconductor dominate, while the role of contacts is not significant. In another limiting case, where there are potential barriers at the boundaries of the i layer, the contact phenomena become crucial [1, 4]. The barrier height Δ becomes the main characteristic, and current-voltage (IV) characteristics acquire exponential dependence in a certain range of bias voltages $j \propto \exp(-\Delta / kT + qV / kT)$, where k is the Boltzmann constant, T is the temperature, and q is the elementary charge.

It is obvious that for certain parameters both mechanisms of current transfer can be significant and have to compete with each other. Analysis of this situation requires, in general, that the current in the i layer is determined with allowance for boundary conditions at both contacts. This problem, formulated in the drift-diffusion approximation for an i layer of finite thickness L , has a more than semicentennial history. The first [5, 6] and subsequent [2, 3] attempts to obtain a self-consistent analytical solution were not completed because of the cumbersome calculations. The most advanced approach developed recently [7, 8] is that used for an analysis of the current in the metal-organic

semiconductor-strongly doped semiconductor contact structure. However, a number of unreasonable assumptions were made in Ref. [8] during finding an analytical solution and the calculation was not finalized, too.

In the present paper, we obtain a self-consistent analytical solution in the drift-diffusion approximation for injected current through an insulating i layer of finite depth. The main assumption is that the bulk doping of the i layer is neglected. We introduced physically grounded boundary conditions for the contact of an i layer with a metal and a degenerate semiconductor. It is taken into account in this approach that an additional discontinuity Δ_i of the band edge, which limits the charge-carrier injection, can be present at the interface of the semiconductor layers. Thus, the obtained solution allows for the bulk and contact phenomena during injection into the semiconductor layer and permits one, in particular, to calculate IV characteristics for a metal-insulating i layer-strongly doped semiconductor substrate structure, as well as for structures in which both contacts are metals or degenerate semiconductors.

II. Basic relationships of the drift-diffusion approach

For definiteness, we solve the problem for electrons. We consider a layered structure of metal-undoped i layer of thickness L -strongly doped n^+ substrate (m - i - n^+). The coordinate x is reckoned from the boundary with the metal into the interior of the semiconductor structure. The discontinuity in the conduction band at the interface of the semiconductors amounts to Δ_i . Following the approach proposed in Refs. [7, 8] for the solution of this problem, we write the basic equations for the i layer [1] as

$$\chi = kT \ln\left(\frac{n}{N}\right) + \Delta_i - q\Psi, \quad (1)$$

$$j = n\mu \frac{d\chi}{dx}, \quad (2)$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{qn}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3)$$

where χ is the electrochemical potential, n is the density, $N = 2(2\pi mkT / h^2)^{3/2}$ is the effective density of states, Ψ is the electric potential, μ is the mobility, $E = -d\Psi / dx$ is the electric field strength, ε is the relative permittivity, and ε_0 is the permittivity of vacuum. It follows from Eqs. (1)–(3) that the second-order differential nonlinear equation for the electric field is given by

$$\frac{kT}{q} E'' + EE' = -\frac{j}{\mu\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (4)$$

For a n^+ substrate, we will make use of the Thomas–Fermi approximation [9] and write the following equations [1]:

$$\chi_s(x) = \frac{\hbar^2}{2m_s} \left[3\pi^2 n_s(x) \right]^{2/3} - q\Psi_s(x), \quad (5)$$

$$j = \frac{\sigma}{q} \frac{d\chi_s}{dx}, \quad (6)$$

$$\frac{dE_s}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} (n_s - N_0), \quad (7)$$

where m_s is the effective mass, n_s is the density, N_0 is the density of ionized donors, Ψ_s is the potential, and σ and ϵ_s are the conductivity and the relative permittivity of the n^+ layer, respectively. From the equations one can easily find the solution for the field in the n^+ layer

$$E_s(x) = \left(E_s(L) - \frac{j}{\sigma} \right) \exp\left(\frac{L-x}{l} \right) + \frac{j}{\sigma}, \quad x \geq L, \quad (8)$$

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 \chi_0}{3q^2 N_0}}, \quad (9)$$

which corresponds to the Thomas–Fermi screening length. For simplicity of the problem, we assume hereafter that the conductivity of a strongly doped substrate is large enough, such that the terms with current can be neglected in Eq. (8). Such assumption is reasonable in most cases. We assume that $\Psi_s = 0$, the electric field $E_s = -d\Psi_s/dx = 0$, $n_s = N_0$, and $\chi_s = \chi_0$ for $x \rightarrow +\infty$. A small contribution of the series resistance can be taken into account at the end, after the IV characteristics are calculated. As a result, we have a solution for the linear-screening problem,

$$E_s(x) = E_s(L) \exp\left(\frac{L-x}{l} \right), \quad x \geq L. \quad (10)$$

Solutions (8) and (10) determine a typical scale of length, given by Eq. (9), which allows the basic equation (4) to be written in dimensionless form

$$\hat{E}'' + \hat{E}\hat{E}' + \hat{j} = 0, \quad (11)$$

where

$$\hat{x} = \frac{x}{l}, \quad (12)$$

$$\hat{E} = \frac{q l E}{k T}, \quad (13)$$

$$\hat{j} = \frac{q^2 l^3}{\mu \epsilon \epsilon_0 (k T)^2} j. \quad (14)$$

Equation (11) can be singly integrated as

$$\hat{E}' + \frac{\hat{E}^2}{2} + \hat{j}\hat{x} = A. \quad (15)$$

This equation is well studied, and its solution is well known (see, e.g., Refs. [5, 6]). The solution can conveniently be represented in terms of the Airy function [10],

$$\hat{E}(\hat{x}) = \Phi(y) \equiv -2 \left(\frac{\hat{j}}{2} \right)^{1/3} \frac{Ai'(y) + CBi'(y)}{Ai(y) + CBi(y)}, \quad (16)$$

$$y(\hat{x}) = \left(\frac{\hat{j}}{2} \right)^{1/3} \left(\frac{A}{\hat{j}} - \hat{x} \right). \quad (17)$$

The primes denote the derivatives of the Airy functions with respect to their argument. The constants A and C should be defined from boundary conditions.

III. Formulation of boundary conditions and finding self-consistent solutions for the field, potential, and current

Obviously, the following conditions should be satisfied for the potential and electric field at the interface of the i - n^+ layers:

$$\Psi(L) = \Psi_s(L), \quad (18)$$

$$\epsilon E(L) = \epsilon_s E_s(L). \quad (19)$$

Also, the value of the electrochemical potential should be continuous at the boundaries. Making Eqs. (1) and (5) equal for $x = L$, we obtain, with allowance for Eqs. (3), (10), and (19), as in Refs. [7, 8], that

$$\hat{E}'(L) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{\chi_0 - \Delta_i}{kT} \right), \quad (20)$$

$$\alpha = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 kT}{q^2 N l^2}. \quad (21)$$

Essentially, the obtained expressions with allowance for Poisson equation (3) determine the electron number density at the right-hand boundary of the i layer.

Then, equating the electrochemical potential at the boundary with the metal to $\chi(0) \equiv \chi_0 - qV$, where V is the applied voltage, we obtain another boundary condition,

$$\hat{E}'(0) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right). \quad (22)$$

Here, Δ denotes the height of the potential barrier at the boundary with the metal. Together with Eq. (3), this condition permits one to determine the electron number density in the i layer at the boundary with the metal. Moreover, we obtain an expression for the applied voltage

$$qV = q\Psi(0) + \chi_0 + \Delta - \Delta_i. \quad (23)$$

Condition (20) makes it possible to determine the constant A ,

$$A \left(\hat{E}(L), \hat{j} \right) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{\chi_0 - \Delta_i}{kT} \right) + \frac{1}{2} \hat{E}^2(L) + \hat{j}L, \quad (24)$$

which depends on two parameters, namely the field value at the interface and the current magnitude. Then, from Eqs. (15) and (22) one can determine the field at the boundary with the metal

$$\hat{E}(0) = \pm \sqrt{2A + \frac{2}{\alpha} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)}. \quad (25)$$

The choice of the sign before the radical depends on the behavior of the potential in the i layer. In the case of monotonic dependence of the potential on the coordinate, the electric field is negative everywhere and the minus sign should be chosen. After the formation of a virtual cathode in the i layer, the sign of the electric field at the boundary with the metal reverses, which corresponds to the plus sign in Eq. (25). From Eqs. (16) and (25), one can determine the constant C ,

$$C(\hat{E}(L), \hat{j}) = -\frac{\hat{E}(0)Ai[y(0)] + 2\left(\frac{\hat{j}}{2}\right)^{1/3} Ai'[y(0)]}{\hat{E}(0)Bi[y(0)] + 2\left(\frac{\hat{j}}{2}\right)^{1/3} Bi'[y(0)]}. \quad (26)$$

In Ref. [8], this constant was set equal to zero from asymptotic considerations, which is not correct for the i layer of finite thickness. Substituting constants A and C into Eqs. (16) and (17) we obtain a solution for the electric field, which depends on two parameters, namely the current \hat{j} and the value of the electric current $\hat{E}(L)$ at the interface. Assuming $x = L$, we obtain a transcendental equation,

$$\hat{E}(L) = \Phi[y(L), \hat{j}, \hat{E}(L)], \quad (27)$$

which allows the value of the electric field $\hat{E}(L)$ at the interface of the layers to be determined for each value of the current \hat{j} . After the relation between \hat{j} and $\hat{E}(L)$ is established, the solution for electric field given by Eqs. (16) and (17) is completely determined and depends on only one parameter—the current \hat{j} . After this, one can easily obtain a solution for the potential and calculate, using Eqs. (10), (19), and (23), the applied voltage

$$\frac{qV}{kT} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{\chi_0 + \Delta - \Delta_i}{kT} - 2 \ln \left\{ \frac{Ai[y(0)] + CBi[y(0)]}{Ai[y(L)] + CBi[y(L)]} \right\}. \quad (28)$$

For a known relation between \hat{j} and $\hat{E}(L)$, the found relationship determines the IV characteristics of the structure.

IV. Generalization of the solution for structures with metal and degenerate semiconductor contacts

The proposed approach to solution of a problem of charge-carrier injection can also be used for other conditions at the boundaries of the i layer where both contacts are metals (the $m-i-m$ structure) or degenerate semiconductors (the n^+-i-n^+ structure). The first case is very similar to that considered above. For the solution, one should make use of expressions of form (22) at both boundaries. The values of the barrier heights at the boundaries can differ. For the barrier heights Δ_l and Δ_r , on the left and on the right of the i layer, respectively, we obtain the boundary conditions

$$\hat{E}'(0, L) = -\frac{1}{\alpha} \exp\left(-\frac{\Delta_{l,r}}{kT}\right), \quad (29)$$

and the voltage is determined by the relationship

$$\frac{qV}{kT} = \frac{\Delta_l - \Delta_r}{kT} - 2 \ln \left\{ \frac{Ai[y(0)] + CBi[y(0)]}{Ai[y(L)] + CBi[y(L)]} \right\}. \quad (30)$$

Numerical calculations are even simpler in this case.

For the second case with semiconductor n^+ contacts the situation is more complicated since potential drops are present in both contacts due to screening. Yet, the problem is solvable. The difference consists in use of a boundary condition of form (20) with the corresponding parameters of the band discontinuity and doping $x = 0$. Now, instead of Eq. (25), the relation between the field at the left-hand boundary of the i layer and the constant A is given by the transcendental equation

$$A = -\frac{1}{\alpha} \exp\left(-\frac{l_l}{l} \frac{\epsilon}{\epsilon_{sl}} \hat{E}(0) + \frac{\chi_{0l} - \Delta_{il}}{kT}\right) + \frac{1}{2} \hat{E}^2(0), \quad (31)$$

and for the applied voltage, instead of Eq. (28), one should use the expression

$$\frac{qV}{kT} = \frac{\epsilon}{\epsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{l_l}{l} \frac{\epsilon}{\epsilon_{sl}} \hat{E}(0) + \frac{\chi_0 - \chi_{0l} - \Delta_l + \Delta_{il}}{kT} - 2 \ln \left\{ \frac{Ai[y(0)] + CBi[y(0)]}{Ai[y(L)] + CBi[y(L)]} \right\}. \quad (32)$$

Here, l_l is the Thomas–Fermi screening length in the left-hand n^+ contact, ϵ_{sl} is the relative permittivity of that contact, and χ_{0l} is the electrochemical potential for $x \rightarrow -\infty$.

V. Result and discussion

The obtained analytical solution is based on the use of physically clear boundary conditions on both sides of the semiconductor layer of finite thickness L and is therefore rigorous. This is the main difference from the approach proposed in Ref. [8] where the authors of that paper invoke asymptotic representations for defining the constants in the solution.

For illustration of the main features, we calculate IV characteristics of a number of structures on the basis of gallium arsenide. We assume that the quantities Δ , Δ_l , and Δ_r are the effective barrier heights at the metal- i layer interface, which can vary over a wide

range. A decrease in the effective barrier height (down to zero) can be reached by, for example, special δ -doping of a semiconductor in the immediate vicinity of the metal [11, 12]. We chose the following values of the parameters: $T = 300$ K, $N_0 = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\chi_{0l} = = \chi_{0s} = 0.115$ eV), $\varepsilon = \varepsilon_s = \varepsilon_{sl} = 13$, and $\mu = 4000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

A. The m - i - n^+ structure

The heavy lines in Fig. 1 show the calculated IV characteristics of the metal- i layer- n^+ layer structures for the forward direction of bias (the electrons are injected into an i layer from the substrate) during variation in the effective barrier height Δ from 0 to 0.7 eV (curves 1–5) and $L = 100$ nm. It is seen that for structures with a high barrier $\Delta \geq 0.5$ eV there is a range of voltages where the current rises exponentially. For low-barrier structures with $\Delta \leq 0.1$ eV such range of exponential rise is absent. For large voltages (currents), all the curves approach a square-law dependence that is typical of space charge-limited currents [1, 2],

$$j = \frac{9\mu\varepsilon\varepsilon_0}{8L^3} V^2. \quad (33)$$

It follows from the plot that for the chosen values of the parameters, such high current densities cannot be realized in the experiment.

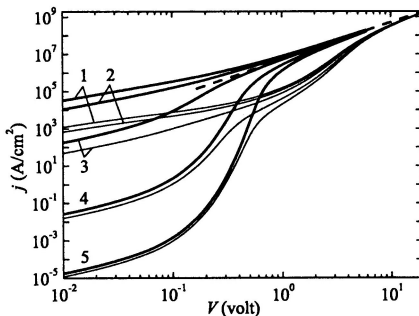


Fig. 1. Calculated IV characteristics of the m - i - n^+ structure for the forward direction of bias and effective barrier height Δ , eV: 1–0, 2–0.1, 3–0.25, 4–0.5, 5–0.7, and $L = 100$ nm (heavy lines). The fine lines show IV characteristics for hypothetical heterostructures in which a barrier $\Delta_i = = 0.3$ eV is added, while other parameters are left unchanged. The dashed line shows Mott–Gurney square-law dependence (33)

Figure 2 shows calculated IV characteristics for the backward direction of bias as Δ is varied from 0.5 to 0 eV and $L = 100$ nm (heavy lines). The fine lines in the plot show dependences of the current for a Mott-barrier contact [1, 4]:

$$j = \frac{\mu N(\Delta - qV)}{L} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \frac{\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1}{1 - \exp\left(\frac{-\Delta + qV}{kT}\right)}. \quad (34)$$

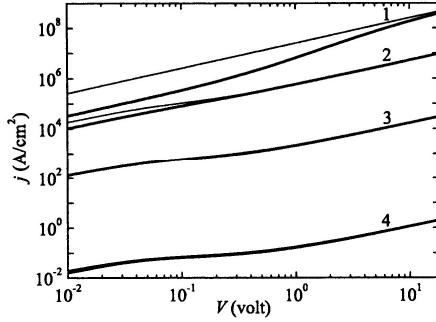


Fig. 2. Calculated IV characteristics of the m - i - n^+ structure for the backward direction of bias and effective barrier height Δ , eV: 1–0, 2–0.1, 3–0.25, 4–0.5, and $L = 100$ nm (heavy lines). The fine lines show the dependences obtained using Eq. (34)

The differences of these dependences from the calculated ones are the strongest for small barriers where the electric-field nonuniformity in the i layer is great because of the space charge of the electrons.

In order to demonstrate the influence of the barrier Δ_i at the interface of semiconductor layers, IV characteristics (fine lines in Fig. 1) are presented for hypothetical heterostructures, in which a barrier $\Delta_i = 0.3$ eV is added, other parameters being left unchanged. An additional barrier Δ_i decreases drastically the current in structures with small barriers $\Delta \leq 0.25$ eV at the boundary with the metal. This barrier also limits injection for large bias voltages. Such influence of Δ_i is quite obvious and is related to a variation in the potential barrier for electrons. Figure 3 shows the edge variation in the conduction band under equilibrium conditions for $\Delta = 0.7, 0.25$ and 0 eV and $\Delta_i = 0$ and 0.3 eV. The obtained IV characteristics demonstrate behavior similar to the IV characteristics of like structures in Ref. [7], where the authors solved the problem numerically.

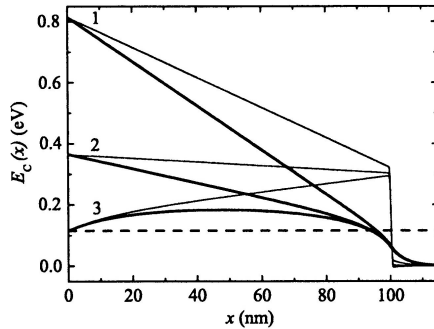


Fig. 3. Variation in the conduction band edge $E_C(x)$ in a semiconductor for a zero bias voltage on the m - i - n^+ structure with the effective barrier height Δ , eV: 1–0.7, 2–0.25, and 3–0. The heavy and fine lines correspond to $\Delta_i = 0$ eV and $\Delta_i = 0.3$ eV, respectively

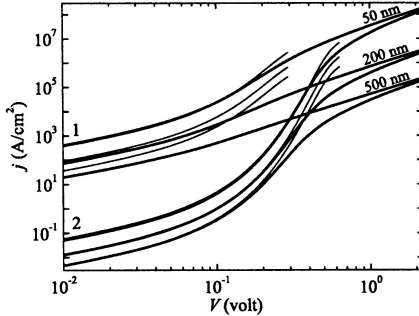


Fig. 4. Calculated IV characteristics of the $m-i-n^+$ structure for $L = 50, 200,$ and 500 nm and $\Delta = 0.25$ eV (the group of heavy lines 1) and $\Delta = 0.5$ eV (the group of heavy lines 2). The fine lines show the corresponding dependences obtained using Eq. (34)

Varying the thickness L of the i layer leads to variations in IV characteristics, which agree with dependences (33) and (34) in respective parameter ranges. The heavy lines in Fig. 4 show calculated IV characteristics for $\Delta_i = 0$ eV, $\Delta = 0.5$ and 0.25 eV, and $L = 50, 200,$ and 500 nm. The fine lines show the corresponding dependences obtained using Eq. (34). This formula was obtained in the approximation of a uniform electric field in the i layer and is therefore no longer valid for large voltages (currents) and large thicknesses where the space charge makes the field significantly nonuniform. For the same reason, as Δ decreases, the dependence of the current on L in the linear-conduction region becomes stronger than $\propto L^{-1}$, in accordance with Eq. (34).

B. The $m-i-m$ structure

The heavy solid lines in Fig. 5 show calculated IV characteristics of the metal- i layer-metal structures with $L = 100$ nm, $\Delta_r = 0$, and $\Delta_i = 0, 0.25,$ and 0.5 eV (curves 1, 2, and 3, respectively) during injection of electrons from the right-hand metal through the barrier Δ_r . The fine lines show IV characteristics of similar structures in which the right-hand metal is replaced by a n^+ layer. For voltages smaller than the corresponding barrier height, IV characteristics of the structures with a metal cathode and with a n^+ cathode virtually coincide since in this case the current transfer is determined by a potential barrier at the boundary with the anode. Only in the case of a zero barrier at the anode (curves 1) are the differences preserved for any voltages. For large voltages (currents), it becomes important to know the design of the injecting contact. Unlike the $m-i-n^+$ structures, whose IV characteristics for large voltages approach asymptotically Mott–Gurney square law (33), the IV characteristics of the $m-i-m$ structures tend to the linear dependence,

$$j = \sigma(L)E(L) = \frac{q\mu N \exp\left(-\frac{\Delta_r}{kT}\right)}{L} V. \quad (35)$$

Dependences (33) and (35) are shown in Fig. 5 by dashed lines. Such behavior of the m - i - m structures is related to the fact that for large voltages, a virtual cathode in the space between metal contacts disappears, and the electric field at the boundary with the injecting contact is close to uniform and depends on the voltage almost linearly. The conductivity $\sigma(L)$ is determined by the electron number density at the boundary with the injecting contact and is specified by boundary condition (29).

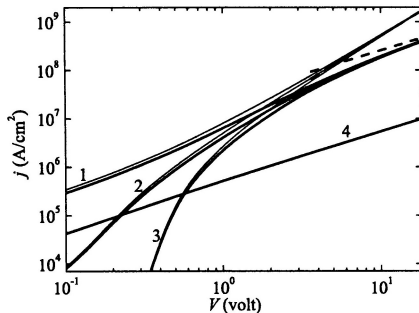


Fig. 5. Calculated IV characteristics of the m - i - m structure for $L = 100$ nm, $\Delta_r = 0$, and $\Delta_l = 0, 0.25$, and 0.5 eV (heavy lines 1, 2, and 3, respectively). The fine lines show the IV characteristics of similar structures in which the right-hand metal (cathode) is replaced by a n^+ layer. Line 4 is the IV characteristic of the m - i - m structure with $L = 100$ nm and $\Delta_l = \Delta_r = 0.1$ eV. The dashed lines show dependences (33) and (35)

In a symmetric case where $\Delta_l = \Delta_r$, the IV characteristic has a weakly expressed transition region between the linear dependences of the current on very small and very large voltages. As the barrier height rises, this transition region becomes increasingly tangible. Curve 4 in Fig. 5 demonstrates the IV characteristic of a structure with $\Delta_l = \Delta_r = 0.1$ eV. The barriers at the boundaries impede electron injection into a semiconductor, and hence the effects related to a space charge are weak and the IV characteristic differs only slightly from a linear one.

For small voltages and currents, the term with current in Eq. (15) can be neglected. After this, one can easily find the distribution of the potential in the elementary functions and calculate the IV characteristic in the diffusion approximation [13],

$$j = \frac{q\mu NP}{L} V, \quad (36)$$

where

$$P = \alpha\sqrt{2A} \left[\frac{1}{A} \sinh\sqrt{\frac{A}{2}} \cosh\sqrt{\frac{A}{2}} + 2\alpha \exp\left(\frac{\Delta_l + \Delta_r}{2kT}\right) \sinh\sqrt{\frac{A}{2}} - \frac{1}{\sqrt{2A}} \right]^{-1} \quad (37)$$

and the constant A is the solution of the equation

$$\exp\left(\frac{\Delta_r - \Delta_l}{2kT}\right) + \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha A} \exp\left(-\frac{\Delta_l}{kT}\right)} \sinh\sqrt{\frac{A}{2}} - \cosh\sqrt{\frac{A}{2}} = 0. \quad (38)$$

For $A < 0$, the value $\sqrt{-1} = i$ of the radical should be chosen in the expressions presented.

C. The $n^+ - i - n^+$ structure

The heavy solid lines in Fig. 6 show the calculated IV characteristics of the n^+ layer- i layer- n^+ layer structures with band-edge discontinuities at the boundaries of the semiconductor layers $\Delta_{il} = \Delta_i = 0, 0.3$, and 0.5 eV (curves 1, 2, and 3, respectively). It is seen that for a high-barrier structure with $\Delta_{il} = \Delta_i = 0.5$ eV there is a range of voltages (greater than or on the order of the barrier height) where the current rises exponentially. This differs radically from the symmetric structures with metal contacts where the IV characteristic approaches a linear one as the barrier height increases. The IV characteristics of the $m-i-m$ structure with $\Delta_l = \Delta_r = 0.185$ eV are shown by a fine line with symbols (curve 6) in Fig. 6 for comparison. The choice of such barrier height is not occasional. The distance from the Fermi level to the bottom of the conduction band of the i layer at the heteroboundaries of the $n^+ - i - n^+$ structure is approximately equal to $\Delta_i - \chi_0 = 0.3 - 0.115 = 0.185$ eV with accuracy up to the bend of the band edge in the n^+ layer, which can be neglected for not so large voltages. As a result, curves 6 and 2 coincide for small voltages. This means that Eq. (36) can be used for describing the IV characteristics of the $n^+ - i - n^+$ and $m-i-n^+$ structures with the appropriate choice of the barrier heights Δ_l and Δ_r .

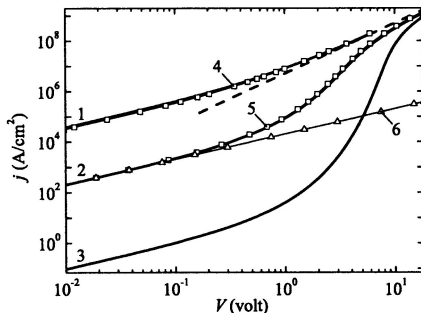


Fig. 6. Calculated IV characteristics of the $n^+ - i - n^+$ structure for $\Delta_{il} = \Delta_i = 0, 0.3$, and 0.5 eV (heavy lines 1, 2, and 3, respectively). The fine lines with symbols: 4 is the IV characteristic of the $m-i-n^+$ structure for $\Delta = 0$ and $\Delta_i = 0$; 5 is the IV characteristic of the $m-i-n^+$ structure for $\Delta = 0.185$ eV and $\Delta_i = 0.3$ eV; 6 is the IV characteristic of the $m-i-m$ structure for $\Delta_l = \Delta_r = 0.185$ eV. In all cases, $L = 100$ nm

The fine lines with symbols in Fig. 6 show the IV characteristics of the $m-i-n^+$ structures with the parameters $\Delta = 0$ and $\Delta_i = 0$ (curve 4) and $\Delta = 0.185$ eV and $\Delta_i = 0.3$ eV (curve 5). In the region of small voltages, curve 5 coincides well with curve 2 for the same reason as curve 6. For voltages greater than 1 V, the differences become tangible since the difference of $\Delta_{il} - \chi_{0l}$ from 0.185 eV increases with the voltage because of the increase in the bend of the band edge in the n^+ layer. The difference between curves 1 and 4 is also

due to the difference in the distances between the Fermi level of the left-hand contact and the bottom of the conduction band of the i layer. For large voltages (currents), all the IV characteristics of the n^+ layer- i layer- n^+ layer structures approach asymptotically Mott–Gurney dependence (29), which is shown in the plot by a dashed curve. In all cases, $L = 100$ nm.

The influence of the doping level of the n^+ layer on IV characteristics of the structures of all types is weak. It should only be mentioned that the use of Boltzmann statistics (1) for the i layer ensures sufficient accuracy due to the fact that the current is determined by the region of the maximum of the potential barrier, which is different from the level of the electrochemical potential in most cases by at least a few kT or much greater [14]. It is also important to compare the obtained results with experiment for defining in more detail the parameter range and applied biases where the drift-diffusion approximation is valid. This issue will be considered in a separate paper.

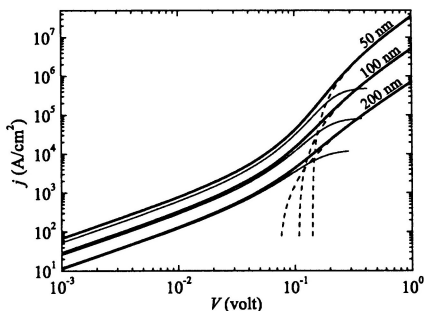


Fig. 7. Direct branches of IV characteristics of the Mott-barrier contacts for $\Delta = 0.23$ eV and $L = 50$, 100, and 200 nm. Fine solid lines show the calculation without allowance for injection current ($N_0 = 5 \times 10^{17}$ cm $^{-3}$). Heavy lines show the calculation with allowance for injection current ($N_0 = 3 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$). Dashed lines show the calculation with allowance for injection current and under the condition that the constant C is equal to zero in the exact solution

The obtained solution can be useful for analysis of the processes occurring in devices based organic and inorganic semiconductors [2, 3, 5–8, 14]. In particular, we make use of the theory for determining applicability limits of the approach for describing current transfer in Mott-barrier metal-semiconductor contacts [14]. A Mott diode with low barrier height ensures high sensitivity during detection of millimeter-wave signals and is promising for detection of signals in millimeter-wave vision systems [15]. In Ref. [14], an analytical solution was obtained for IV characteristics of such diodes with allowance for the space charge of carriers in a semiconductor but neglecting the influence of the current on the potential distribution (balance case). The solution obtained in this paper permits one to establish applicability limits of the approach in Ref. [14], which does not allow for injection current. In Fig. 7, the direct branches of the IV characteristics from Ref. [14] are compared with the calculation based on the exact approach in which injection current is taken into account. Calculations were performed for different thickness of the i layer and

$\Delta = 0.23$ eV. Fine solid lines show the calculation data without allowance for injection current and for nondegenerate statistics in the n^+ substrate ($N_0 = 5 \times 10^{17}$ cm $^{-3}$). Heavy lines show calculation in the model allowing for injection current and Thomas–Fermi screening in the substrate ($N_0 = 3 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$). As L decreases, a small shift in the curves relative to each other becomes more tangible. This effect is due to the difference in the doping level of the n^+ substrates. For large stresses, $qV > \Delta$, the corresponding curves diverge abruptly. The model without allowance for injection current predicts saturation of the current with increasing stress. Allowance for injection current yields the correct answer, namely, that the current rises under conditions of space-charge limitation, and known solution (33) is therefore reached. An important conclusion is that for $qV \leq \Delta$, a simpler model can be employed and the quantity N_0 affects only weakly the IV characteristics. Dashed lines in Fig. 7 show the IV characteristics calculated under the condition that the constant C is equal to zero in Eqs. (16) and (28), as was proposed in Ref. [8]. For large stresses, calculation in the model with a zero constant C and calculation in the exact model coincide. For small stresses, the corresponding curves diverge abruptly. As L increases, the overlap region becomes broader.

VI. Conclusions

Using a drift-diffusion approximation, we obtain an analytical solution to the problem of charge-carrier injection into an insulating i layer of finite thickness. The main assumption is that the self-doping of the i layer is neglected. For finding the solution, we use self-consistent boundary conditions on both sides of the i layer. The boundary conditions have a clear physical meaning and ensure the continuity of the electric potential, the inductance, and the electrochemical potential in the structure. It is shown that the solution can be found for a broad range of structures with different contacts. We consider metal and degenerate semiconductor contact layers. It is shown that the solution can be determined for any combination of contacts, such as metal- i - n^+ (or p^+ -semiconductor, metal- i layer-metal, and $n^+(p^+)$ - i - $n^+(p^+)$ structures with different doping levels of the contact layers. The height of the barrier at the boundary with the metal is a free parameter of the problem. It is also important that the solution is valid for heterostructures with a discontinuity of the conduction band at the interface of the semiconductor layers forming an additional potential barrier for charge carriers. The discontinuities of the bands at the opposite boundaries of the i layers can be different in the case of semiconductor contacts. Finding the potential and the electric field reduces to solution of one or a system of two transcendental equations. Each of such solutions defines the relation between the current magnitude and the applied voltage and eventually determines the IV characteristics of the structures.

Demonstration calculations are performed and IV characteristics are plotted for all types of structures. It is shown that the solution describes different regimes of current flow. For high potential barriers, the contact phenomena dominate and an area with exponential dependence on the voltage is present on the IV characteristic. Symmetric m - i - m structures, whose IV characteristics are close to linear and do not contain an exponential

area are the exclusion. For low barriers (injecting contacts), the current is space charge limited and the bulk properties of a semiconductor i layer (its thickness, carrier mobility, etc.) come to the forefront. The current dependence on the voltage approaches a square-law one for structures in which the injecting contact is a n^+ layer and approaches a linear one in structures with a metal cathode. We also illustrate intermediate current-flow regimes, in which different effects dominate as the bias voltage is varied. Thus, it is shown that all these well-studied limiting cases of charge-carrier transport can be described in a unified approach. This facilitates description of intermediate transport regimes and can open up additional opportunities for diagnostics and optimization of characteristics of the device structures in practical applications.

Acknowledgments

The authors are grateful to A. V. Murel' for the numerous useful discussions. This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (Project Nos. 06-02-16474 and 08-02-13582).

References

1. *V. L. Bonch-Bruевич and S. G. Kalashnikov*, Physics of Semiconductors (Nauka, Moscow, 1990) (in Russian).
2. *M. Lampert and P. Mark*, Current Injection in Solids (Academic, New York, 1970).
3. *K. C. Kao and W. Hwang*, Electrical Transport in Solids (Pergamon, Oxford, 1981).
4. *S. M. Sze*, Physics of Semiconductor Devices (Wiley, New York, 1969).
5. *S. M. Skinner*, J. Appl. Phys. **26**, 509 (1955).
6. *J. Lindmayer, J. Reynolds, and C. Wrigley*, J. Appl. Phys. **34**, 809 (1963).
7. *F. Neumann, Y. A. Genenko, C. Melzer, and H. von Seggern*, J. Appl. Phys. **100**, 084511 (2006).
8. *F. Neumann, Y. A. Genenko, C. Melzer, S. V. Yampolskii, and H. von Seggern*, Phys. Rev. B **75**, 205322 (2007).
9. *N. W. Ashcroft and N. D. Mermin*, Solid State Physics (Thomson Learning, Florence, 1976).
10. Handbook of Mathematical Functions, edited by M. Abramowitz and I. Stegun (Dover, New York, 1970).
11. *V. I. Shashkin, A. V. Murel', Yu. N. Drozdov, V. M. Danil'tsev, and O. I. Khrykin*, Russ. Microelectron. **26**, 49 (1997).
12. *V. I. Shashkin, A. V. Murel', V. M. Danil'tev, and O. I. Khrykin*, Semiconductors **36**, 505 (2002).
13. *E. H. Rhoderick and R. H. Williams*, Metal-Semiconductor Contacts (Clarendon, Oxford, 1988).
14. *V. I. Shashkin and A. V. Murel'*, Phys. Solid State **50**, 1964 (2008).
15. *V. I. Shashkin, Yu. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. V. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, and Y. I. Chechenin*, Int. J. Infrared Millim. Waves **28**, 945 (2007).

МАТРИЧНЫЙ ДЕТЕКТОРНЫЙ ПРИЕМНИК ПЛОТНОЙ КОМПОНОВКИ ДЛЯ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В. Р. Закамов, А. В. Мурель, В. И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Контроль. Диагностика. 2009. № 5. С. 15—20

Описана простая система регистрации электромагнитного излучения с частотой 94 ГГц линейкой из восьми планарных детекторов, расположенных в ряд с периодом $3\lambda/2$. При просвечивании различных объектов излучением лампы обратной волны проведена регистрация интенсивности электромагнитного излучения в плоскости за объектом путем механического сканирования приемной системы. Получены поляризационно-чувствительные изображения объектов, картины дифракции и интерференции. Анализ картины дифракции в области тени позволяет оценить пространственное разрешение в плоскости для приемной системы. Лучшие значения разрешения составляют $\sim 2\lambda$ при минимальных расстояниях от объекта до плоскости сканирования и шагах перемещения $3\lambda/4$. Показана работоспособность матричного детекторного приемника плотной компоновки и перспективность его применения в системах радиовидения.

Интерес к системам видения в миллиметровом диапазоне длин волн обусловлен широкими возможностями их применения для автоматического контроля, досмотра, охраны и диагностики в медицине. Связано это с тем, что излучение миллиметрового диапазона является неионизирующим и безопасным для здоровья при умеренных уровнях мощности [1, 2]. Исследования в этом направлении были начаты еще в 50-х годах прошлого столетия [1, 3]. Разрабатываются различные системы пассивного и активного видения миллиметрового диапазона. Характеристики систем продолжают улучшаться за счет применения новой полупроводниковой элементной базы и модернизации приемных антенн. Для получения изображения в реальном масштабе времени большое внимание уделяется системам радиовидения на основе фокусирующей линзы и матрицы приемников, расположенных в фокальной плоскости [4].

Наиболее простыми приемниками являются планарные детекторы на основе модифицированных щелевых антенн с непосредственно включенными в них детекторными диодами [5]. В работе использовались низкобарьерные диоды Мотта на основе структур Al/GaAs с δ -легированным слоем вблизи контакта [6]. Измеренные на частоте 94 ГГц значения коэффициента направленного действия планарного детектора составили около 14,5 при величине пороговой чувствительности $\sim 10^{-12}$ Вт · Гц^{-1/2}. Исследования по взаимовлиянию планарных детекторов показали возможность их плотной компоновки в матрицу с периодом $3\lambda/2$ ($\sim 4,5$ мм) [5, 7]. Данная работа продолжает эти исследования и направлена на изучение характеристик линейки планарных детекторов размерностью 8×1 в составе системы визуализации интенсивности прошедшего электромагнитного поля при просвечивании объектов излучением миллиметрового диапазона длин волн.

Методика проведения экспериментов

Для проверки правильности концепции матричного приемника плотной компоновки была разработана и изготовлена линейка детекторов из восьми элементов, расположенных в ряд с периодом $3\lambda/2$, со схемой усиления и преобразования сигнала в каждом канале. Эксперименты по просвечиванию предметов проводили в установке, блок-схема которой представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовали генератор на лампе обратной волны (ЛОВ). Для вывода излучения в пространство применяли рупор с коэффициентом усиления около 75. Расстояние от конца рупора до плоскости детектирования составляло около 1,5 м. Для регистрации картины поля линейка детекторов механически перемещалась в плоскости по двум ортогональным направлениям. Перемещение в поле сканирования 27×25 см осуществлялось электромеханическим приводом с управлением от персонального компьютера. Также с помощью компьютера проводили коррекцию сигналов в каналах и запись сигналов детекторов во всех продолжениях приемной линейки. После математической обработки данные заполняли двумерную матрицу значений интенсивности электромагнитного поля в узлах сетки с шагом перемещения, равным $3\lambda/2$ или $3\lambda/4$. Общее время сканирования при минимальном шаге составляло 3...4 мин. Амплитудная модуляция сигнала ЛОВ на частоте 1,2 кГц исключила влияние дрейфа смещений на входе операционных усилителей и снизила вклад шумов $1/f$. При ширине полосы пропускания низкочастотного тракта 150 Гц длительность фронтов импульсов составляла ~ 6 мс.

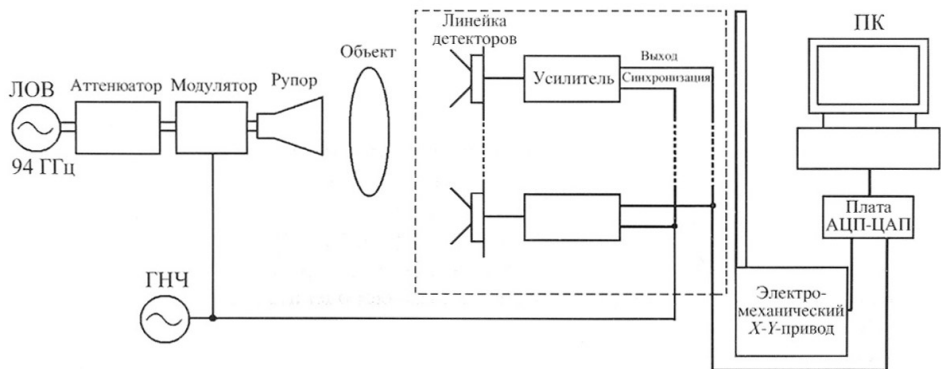


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки по просвечиванию объектов электромагнитным излучением с частотой 94 ГГц

При изучении режимов работы линейки детекторов на различных уровнях мощности источника было установлено, что приемная система работает в линейном режиме до уровня мощности источника излучения около 400 мкВт. Минимальным уровнем мощности является 5 мкВт, при этом сигнал отрывается от шумовой дорожки во всей области сканирования. В линейном режиме были оп-

ределены калибровочные коэффициенты усиления для каждого канала усиления линейки детекторов. С учетом калибровочных коэффициентов определено распределение интенсивности электромагнитного поля в области сканирования. Оказалось, что интенсивность распределяется несколько неравномерно из-за переотражения от посторонних предметов. На картину распределения поля также влияют шумы схемы преобразования сигнала и нестабильность источника излучения. На рис. 2 представлена гистограмма зависимости количества точек (пикселей) в картине интенсивности излучения, изменяющих сигнал на соответствующую величину в процентах при повторном сканировании (кривая 1). Среднеквадратичное отклонение примерно соответствует 10 %. Для выявления природы нестабильности измеряли сигнал с линейки детекторов без механического перемещения. Было установлено, что присутствуют долговременная и кратковременная нестабильности в сигнале. Кратковременная нестабильность (на временных интервалах в несколько секунд) составляет около 1 % и вызвана шумами системы

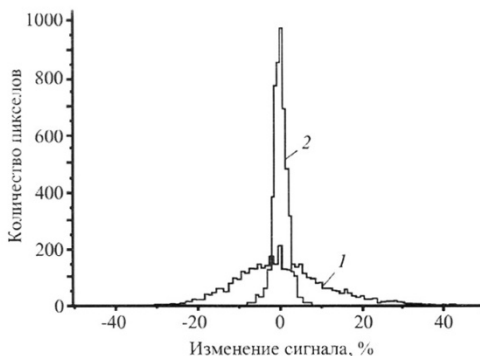


Рис. 2. Функция распределения количества точек, изменяющих регистрируемый сигнал на соответствующую величину в процентах при повторном сканировании

регистрации. Долговременная нестабильность обусловлена дрейфом в распределении интенсивности поля в плоскости приемников во времени. Изменения интенсивности возрастают при отклонении от основной оси рупора источника излучения. Для улучшения стабильности источника излучения в ряде экспериментов использовали синтезатор с фазовой автоподстройкой частоты. При этом гистограмма становится существенно уже, и среднеквадратичное отклонение уменьшается до 1,9 % (кривая 2 на рис. 2). Картина распределения интенсивности излучения в отсутствие объектов между источником и приемником приведена на рис. 3. Картина представляет собой набор квадратных точек — пикселей в градациях серого цвета, более светлых при увеличении интенсивности излучения. Число пикселей в строке — 60, в столбце — 56, всего — 3360. Поскольку планарные детекторы чувствительны только к определенной линейной поляризации электромагнитного поля, была проведена регистрация интенсивности излучения не

только в основной моде (рис. 3, *а*), но и для ортогональной поляризации приемной линейки (рис. 3, *б*). Видно, что в основной моде распределение интенсивности в поле сканирования является достаточно однородным. Отношение максимальной величины интенсивности к минимальной составляет менее 2. В ортогональной поляризации интенсивность излучения уменьшается в среднем более чем на 20 дБ, одновременно возрастает разброс в распределении интенсивности. Наличие периодичности в картине интенсивности на рис. 3, *б* свидетельствует об интерференции паразитных мод синтезатора с фазовой автоподстройкой частоты.

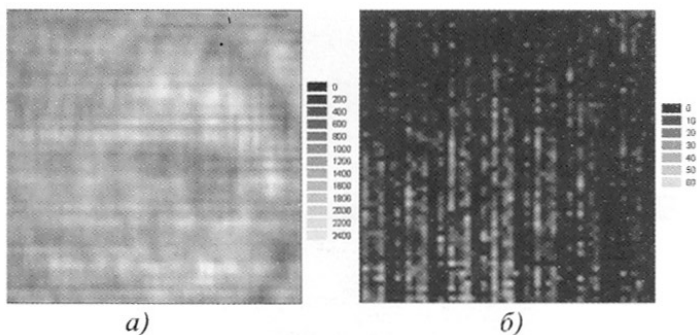


Рис. 3. Картина интенсивности падающего поля в области сканирования линейки детекторов: *а* — в основной поляризации; *б* — в ортогональной поляризации. Шаг сканирования составляет $3\lambda / 2$

При необходимости исходное распределение интенсивности записывается и используется при последующей математической обработке изображений для вычитания и нормировки сигналов в целях повышения контраста картин. Оказалось, что применение стабилизированного источника позволяет регистрировать слабоконтрастные изображения с небольшим изменением интенсивности ($> 2\%$). Такое ослабление интенсивности сигнала дают несколько листов плотной бумаги или лист картона. Следует также заметить, что для простых и достаточно контрастных объектов зрительное восприятие изображения не обнаруживает существенных различий при замене ЛОВ на стабилизированный источник излучения.

Экспериментальные результаты

Были получены изображения на просвет различных бытовых предметов. Для примера на рис. 4 представлено изображение пластиковой бутылки с водой на подставке (фотография — на вставке). Видны внешние очертания, уровень воды и дифракционное поле вокруг предмета. Горизонтальные полосы — следствие интерференции прямого и отраженного от подставки излучения ЛОВ. В целом картина интенсивности прошедшего излучения является сложной и зависит от расстояния между объектом и плоскостью сканирования. При уменьшении этого расстояния вклад дифракционных и интерференционных эффектов снижается и

границы области тени становятся более резкими. Одновременно сближаются светлые и темные полосы дифракционной и интерференционной картины. В этих условиях отношение сигналов в соседних планарных детекторах может достигать 100, что является хорошим показателем для линейки с плотной компоновкой (период $3\lambda / 2$). Изображения, представленные на рис. 4, отличаются шагом сканирования: $3\lambda / 2$ (а) и $3\lambda / 4$ (б). Видно, что с уменьшением шага мелкомасштабные полосы проявляются четче, и это позволяет оценить величину пространственного разрешения изображений: $\sim 3\lambda$ и $\sim 2\lambda$ соответственно.

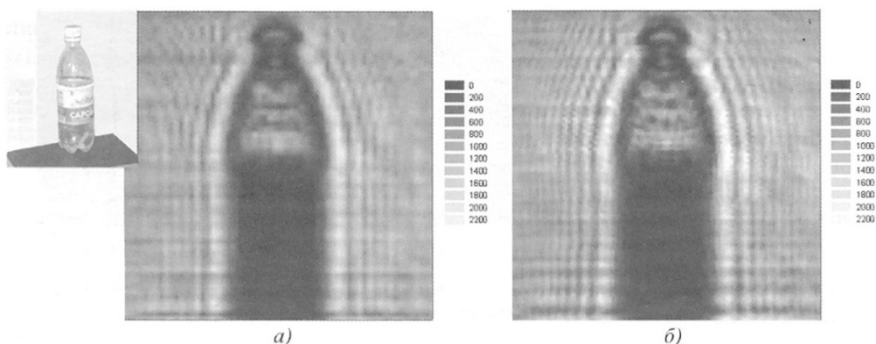


Рис. 4. Изображение пластмассовой бутылки с водой при просвечивании. Шаг сканирования $3\lambda / 2$ (а) и $3\lambda / 4$ (б). На вставке — фотография объекта

Эту оценку подтверждают эксперименты по дифракции излучения от стабилизированного источника на решетке щелей и металлическом экране. Полученные изображения приведены на рис. 5 (а — фотография объекта). Размеры щели 3×50 мм, расстояние между ними 4 мм. Видно, что при уменьшении шага сканирования от $3\lambda / 2$ (рис. 5, б) до $3\lambda / 4$ (рис. 5, в) изображение становится более четким, с одинаковым контрастом проявляются все дифракционные полосы. Также можно сделать вывод, что уменьшение шага сканирования до значений меньше пространственного периода в расположении планарных детекторов в линейке повышает разрешение в изображениях объектов при просвечивании. Рис. 5, г иллюстрирует эксперимент по получению поляризационно-чувствительного изображения. Наклоненные на 45° щели поворачивают плоскость поляризации прошедшего излучения, благодаря чему поляризационно-чувствительный приемник регистрирует достаточно большой сигнал в ортогональной поляризации.

При просвечивании объемных предметов и в тех случаях, когда плоскость сканирования не может быть приближена к объекту, разрешение мелких деталей ухудшается из-за дифракционного размывания границы области тени. На рис. 6 показано изображение керамического чайника с водой. Видно, что изображение в миллиметровом диапазоне длин волн теряет или искажает некоторые мелкие детали по сравнению с фотографией, но дает и дополнительную информацию о заполнении чайника водой.

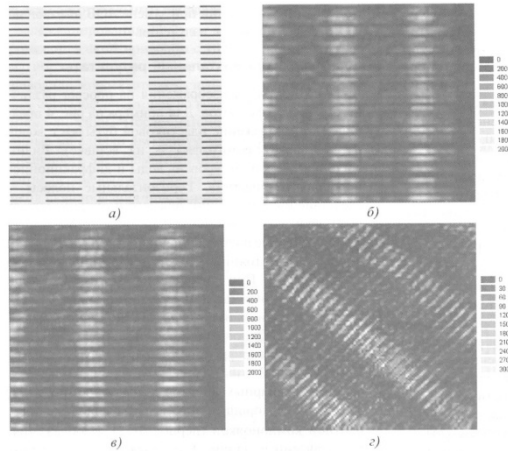


Рис. 5. Изображение решетки щелей в металлическом экране: *a* — фотография; *б, в, з* — при просвечивании излучением с частотой 94 ГГц с шагом сканирования: *б* — $3\lambda/2$; *в, з* — $3\lambda/4$. Изображение *з* — эффект деполаризации: планарные детекторы ориентированы для приема ортогональной поляризации по отношению к падающей

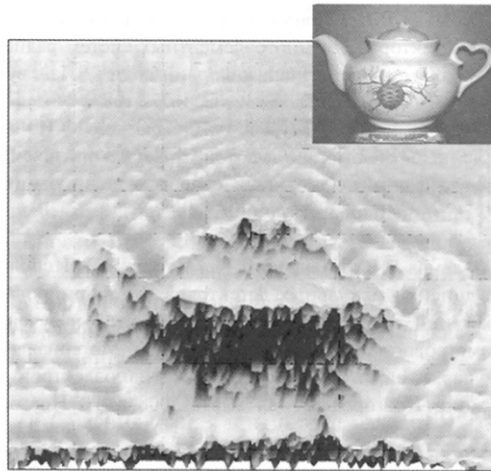


Рис. 6. Изображения керамического чайника при просвечивании излучением нестабилизированной ЛОВ (шаг сканирования $3\lambda/2$)

Данная система регистрации картин интенсивностей электромагнитных полей позволяет проводить контроль качества и измерения характеристик квазиоптических элементов для систем формирования изображений. Были измерены картины интенсивностей при прохождении плоской электромагнитной волны (частота синтезатора 94 ГГц) через асферическую фторопластовую линзу диаметром 19 см.

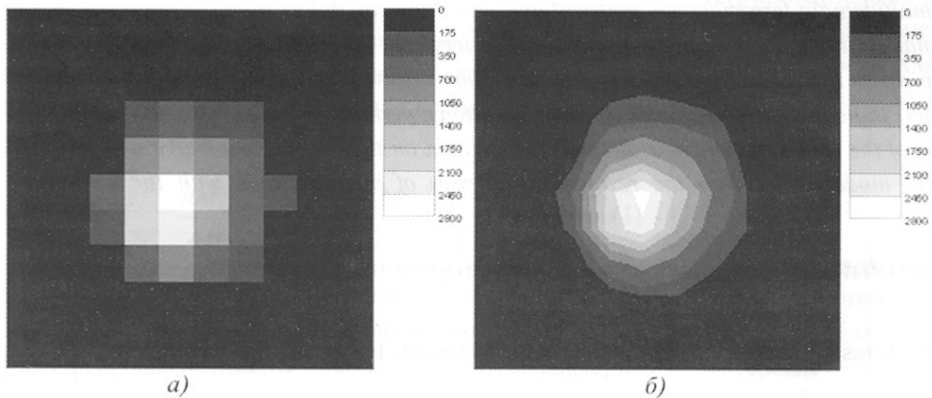


Рис. 7. Изображения точечного источника излучения, помещенного на оси линзы:
а — исходный сигнал в пикселах размером $3\lambda / 4$; *б* — интерполированное изображение

На рис. 7 показано изображение точечного источника излучения (небольшого отверстия в металлическом экране), помещенного на оси линзы на расстоянии 18 см от ее главной плоскости. Удаление плоскости изображения при этом составило 27 см. На рис. 7, *а* представлен реальный сигнал, измеренный с шагом $3\lambda / 4$, на рис. 7, *б* — интерполированное изображение. Сигналы пикселей на рис. 7, *а* проинтегрированы и поделены на максимальное значение. Это позволило оценить эффективную площадь пятна, в которое было сфокусировано излучение. Диаметр пятна оказался $< 2,5\lambda$, что примерно в 2 раза превышает дифракционный предел. Это является хорошим результатом для линзы, фокусирующей излучение, распространяющееся в достаточно широком диапазоне углов (до 28°) от осевого направления. Также был измерен коэффициент усиления интенсивности излучения от точечного источника за счет фокусировки. Его величина составила около 29 дБ. Это примерно на 3 дБ меньше грубой оценки на основе отношения площадей линзы и пятна фокусировки излучения. Таким образом, данная асферическая линза имеет заданные характеристики и может использоваться в квазиоптической системе формирования изображений.

Заключение

В работе описаны эксперименты по получению изображений различных предметов при просвечивании их излучением трехмиллиметрового диапазона длин волн. Для регистрации интенсивности излучения использовалась линейка из восьми планарных детекторов, расположенных в ряд с периодом $3\lambda / 2$. При механическом перемещении линейки в плоскости с шагом $3\lambda / 2$ или $3\lambda / 4$ проводили запись картины интенсивности излучения. Получены изображения различных объектов: видны их очертания, на которые наложены картины дифракции и интерференции. Изучение дифракционных полос позволяет оценить про-

странственное разрешение для полученных изображений. Наилучшие значения разрешения составляют $\sim 2\lambda$ при приближении приемной линейки к объекту и минимальном шаге сканирования $3\lambda/4$. Показана возможность получения изображения с поляризационным контрастом. Успешная регистрация различных изображений с помощью линейки планарных детекторов доказывает работоспособность матричного приемника плотной компоновки. Матричный детекторный приемник с большей размерностью имеет перспективы применения в различных системах видения и неразрушающего контроля миллиметрового диапазона длин волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 08-02-13582.

Авторы выражают благодарность В. Л. Ваксу за поддержку в проведении исследований и П. В. Волкову за полезные обсуждения.

Литература

1. Неразрушающий контроль: справочник: в 8 т. / под общ. ред. В. В. Клюева. Т. 6: Кн. 3. Радиоволновой контроль / В. И. Матвеев. 2-е изд., испр. М.: Машиностроение, 2006.
2. *Sheen D. M., McMakin D. L. and Hall T. E.* Three-Dimensional Millimeter-Wave Imaging for Concealed Weapon Detection // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 2001. V. 49. No 9. P. 1571–1592.
3. *Матвеев В. И.* История развития радиовидения // Контроль. Диагностика. 2005. № 2. С. 71–76.
4. *Rebeiz G. M.* Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas // Proceedings of the IEEE. 1992. V. 80. № 11. P. 1748–1770.
5. *Шашкин В. И., Дрягин Ю. А., Закамов В. Р. и др.* Планарные детекторы для многоэлементных систем радиовидения миллиметрового диапазона длин волн // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 51. № 12. С. 1077–1087.
6. *Шашкин В. И., Мурель А. В., Дроздов Ю. Н. и др.* Управление эффективной высотой барьера в эпитаксиальных структурах Al/n-GaAs, изготовленных в едином цикле МОГФЭ // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. Вып. 1. С. 57–61.
7. *Закамов В. Р., Шашкин В. И., Мурель А. В.* Использование линейки планарных детекторов для формирования изображений при просвечивании предметов излучением миллиметрового диапазона длин волн // Материалы XII Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 10–14 марта 2008, г. Н. Новгород, 2008, С. 479–480.

COMPETITION BETWEEN THE BARRIER AND INJECTION MECHANISMS OF NONLINEARITY OF THE CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC IN MOTT-BARRIER DETECTOR DIODES

V. I. Shashkin and N. V. Vostokov

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105,
Nizhny Novgorod, 603950, Russia

Journal of Applied Physics. 2009. Vol. 106. Art. 043702

We obtain an analytical solution to the problem of transverse injection current in an undoped semiconductor i layer of arbitrary thickness with account of self-consistent boundary conditions. Charge transfer in the semiconductor bulk is described in the drift-diffusion approximation. Current transfer through the boundaries of an undoped layer is described in terms of the thermoelectron emission theory. Thus, the generalized thermoemission-diffusion approach applies for semiconductors with both low and high mobilities of charge carriers. On the basis of the obtained solution, we analyze the characteristics of the current nonlinearity of the Mott-barrier diodes. The generalized approach is used for describing current transfer in low-barrier diodes based on Mott contacts with near-surface δ -doping. Characteristics of detection of low-barrier diodes are analyzed. Limiting values of the volt-watt and threshold sensitivities of the detectors based on these diodes in the subterahertz frequency range (up to 1 THz) are determined.

I. Introduction

Semiconductor electronics started with the studies of the metal-semiconductor contacts, which show the nonlinearity of the current-voltage (IV) characteristics and can therefore be used for current rectifying. These studies led to the creation of semiconductor diodes, an injection transistor, and other devices of solid-state electronics. In the late 1930s, Mott [1, 2] proposed a model in which a metal is in contact with a semiconductor having an intermediate undoped i layer at the interface. With the advent of the epitaxial technologies, the Mott contacts found application in microelectronics [3–5], including the detection of high-frequency signals [6, 7]. In our recent paper, we obtained an analytical solution to the problem of transverse injection current in an undoped semiconductor i layer of arbitrary thickness in the drift-diffusion approximation [8]. The solution permits one to calculate the potential, electric field, and IV characteristics over the entire range of voltages and for a variety of structures with metal and semiconductor contacts. As is well known, the drift-diffusion theory describes well the contacts to low-mobility semiconductors in cases where the current is determined by the transmission of charge carriers through a depleted region [3, 4]. In the present paper, we propose a generalized approach which allows for thermoemission transfer of charge carriers through the boundaries of the i layer, which makes it possible to use it for semiconductors with any mobility. This approach also permits one to describe current transfer in structures in which the effects of tunneling of electrons through a potential barrier at the boundary with a metal are significant. The proposed solution is especially important for describing IV characteristics of the Mott contacts with low effective barrier height, which

are used in microwave detectors operated without the constant bias [6, 7]. As the barrier height decreases, the role of contact phenomena in these structures ceases to be crucial, while the influence of a charge injected into the semiconductor bulk becomes significant. Hence, both mechanisms should be taken into account when the current transfer is described. The obtained results are used for analysis of the current nonlinearity in Mott-barrier detector diodes and for optimization of the diode parameters with the purpose to improve detection characteristics.

II. Method for calculation of the current, field, and potential of the Mott contact

For definiteness, we solve the problem for electrons. Consider a layered structure of metal—undoped i layer of thickness L —strongly doped n^+ substrate. Coordinate x is reckoned from the boundary with a metal into the interior of the semiconductor structure. A conduction-band discontinuity Φ_r , which limits the injection of electrons into the i layer, is admitted to exist at the boundary with a substrate. The height of the potential barrier at the boundary with a metal will be denoted Φ . Following the concept of a combined thermoemission-diffusion theory [3], we assume that charge transfer in the i layer obeys the diffusion and drift laws. Charge transfer through the boundary with a metal (and also through the boundary with a substrate if Φ_r is nonzero) will be described in terms of the thermoelectron theory. Then in narrow regions (which we assume infinitely thin) near the boundaries of the i layer the electrochemical potential will change by

$$V_{l,r} = \pm \frac{kT}{q} \ln \left[1 \pm \frac{j}{j_{TE}} \exp \left(\frac{\Gamma_{l,r}}{kT} \right) \right], \quad (1)$$

where $j_{TE} = A_R T^2$, k is the Boltzmann constant, T is the temperature, q is an elementary charge, A_R is the Richardson effective constant, j is the current density, $\Gamma_l = \Phi$, and energy Γ_r is current dependent and should be determined self-consistently. The energy scheme of the structure is shown in the insert of Fig. 1. The solid line shows the variation in the bottom of the conduction band and the dotted line, the variation in the electrochemical potential.

Let us write the basic equations for the i layer,

$$\chi = kT \ln \left(\frac{n}{N} \right) + \Phi_r - q\psi, \quad (2)$$

$$j = n\mu \frac{d\chi}{dx}, \quad (3)$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (4)$$

where χ is the electrochemical potential, n is the electron number density, $N = 2(2\pi \times \times mkT / h^2)^{3/2}$ is the effective density of states, h is the Planck constant, m is the ef-

fective mass, ψ is the electric potential, μ is the mobility, $E = -d\psi/dx$ is the strength of the electric field, ϵ is the dielectric permittivity of the i layer, and ϵ_0 is the dielectric permittivity of vacuum.

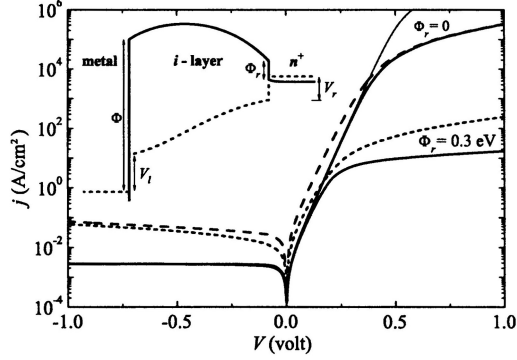


Fig. 1. The IV characteristics of a structure, whose energy scheme is shown in the insert, with the parameters $L = 200$ nm and $\Phi = 0.5$ eV and for two values of Φ_r , 0 and 0.3 eV. The dependences obtained in the drift-diffusion approximation are shown by dotted lines and those obtained using the generalized thermoemission-diffusion theory are shown by heavy solid lines. The IV characteristic of a Mott-barrier contact ($\Phi_r = 0$) without allowance for space charge is shown by a fine solid line. The solid and dotted lines in the insert show the variation in the conduction-band bottom and the variation in the electrochemical potential, respectively

Assume (unlike Ref. [8], where the Thomas–Fermi approximation is used) that the contact layer n^+ obeys the Boltzmann statistics and the substrate conductivity is high enough, such that the dependence of the electrochemical potential on the coordinate can be neglected,

$$\chi_s(x) = kT \ln \left[\frac{n_s(x)}{N_s} \right] - q\psi_s(x) = \chi_0 = kT \ln \left[\frac{N_0}{N_s} \right]. \quad (5)$$

Then the Poisson equation in the n^+ layer has the form

$$\frac{dE_s}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} (n_s - N_0), \quad (6)$$

where n_s is the electron number density, N_0 is the density of the ionized donors, ψ_s is the potential, N_s is the effective density of states, and ϵ_s is the relative dielectric permittivity of the n^+ layer. We assume that $\psi_s = 0$ and the electric field $E_s \equiv -d\psi_s/dx = 0$ for $x \rightarrow +\infty$. These approximations are commented in Appendix.

We now turn to dimensionless variables given by $\tilde{x} = x/l$, $\tilde{\psi} = q\psi/kT$, $\tilde{E} = ql \times E/kT$, and $\tilde{j} = \left(q^2 l^3 / \mu \epsilon_s \epsilon_0 (kT)^2 \right) j$, where $l = \sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 kT / q^2 N_0}$ is the Debye length. The solution of the system of Eqs. (2)–(4) can be represented via Airy functions [8],

$$\tilde{E}(\tilde{x}) = F(y) \equiv -2 \left(\frac{\tilde{j}}{2} \right)^{1/3} \frac{\text{Ai}'(y) + C \text{Bi}'(y)}{\text{Ai}(y) + C \text{Bi}(y)}, \quad (7)$$

$$y(\tilde{x}) = \left(\frac{\tilde{j}}{2} \right)^{1/3} \left(\frac{A}{\tilde{j}} - \tilde{x} \right), \quad (8)$$

where Ai and Bi are Airy functions of the first and second kinds. The primes denote the derivatives of the Airy functions with respect to the argument. Constants A and C should be defined from boundary conditions. Following the approach proposed in Ref. [8], we use Eq. (1) (instead of the condition of continuity of the electrochemical potential at both boundaries) and the condition of continuity of the electric potential and induction at the boundary with a substrate for finding the correlation between the current density j and the value of the potential at the $\psi(L)$ boundary. This correlation is given by the transcendental equation,

$$\tilde{E}(L) = F[y(L)], \quad (9)$$

in combination with the relationships

$$A = -\frac{N}{N_0} \exp\left(\tilde{\psi}(L) + \frac{\chi_0 - \Phi_r}{kT}\right) + \frac{1}{2} \tilde{E}^2(L) + \tilde{j}L + \frac{N}{N_0} \frac{j}{j_{TE}}, \quad (10)$$

$$\tilde{E}(L) = \pm \sqrt{2} \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon} \sqrt{\exp[\tilde{\psi}(L)] - \tilde{\psi}(L) - 1}, \quad (11)$$

$$\tilde{E}(0) = \pm \sqrt{2A + \frac{2N}{N_0} \left[\exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) + \frac{j}{j_{TE}} \right]}, \quad (12)$$

$$C = -\frac{\tilde{E}(0) \text{Ai}[y(0)] + 2 \left(\frac{\tilde{j}}{2} \right)^{1/3} \text{Ai}'[y(0)]}{\tilde{E}(0) \text{Bi}[y(0)] + 2 \left(\frac{\tilde{j}}{2} \right)^{1/3} \text{Bi}'[y(0)]}. \quad (13)$$

Equation (11) was obtained by singly integrating the system of Eqs. (5) and (6). The choice of the sign in Eqs. (11) and (12) depends on the variation in the potential in the i layer. The last term in Eq. (10) is related to the thermoemission description of current transfer through the boundary with a substrate, assuming that the electrochemical potential has a jump at this boundary. Such a description is reasonable if a conduction-band discontinuity Φ_r exists at the boundary. If $\Phi_r = 0$, then the last term in Eq. (10) should be omitted. The drift-diffusion description as a particular case is employed when Richardson's effective constant tends to infinity. In this case, the last terms in Eqs. (10) and (12) vanish, and these expressions become similar to the corresponding equations (24) and (25) from Ref. [8] (the differences are only in that instead of the Thomas–Fermi approximation, the solution of the Debye screening problem is used for the substrate). The applied voltage is calculated by the formula

$$\frac{qV}{kT} = \tilde{\psi}(L) + \frac{\chi_0 + \Phi - \Phi_r}{kT} - 2 \ln \left\{ \frac{\text{Ai}[y(0)] + C \text{Bi}[y(0)]}{\text{Ai}[y(L)] + C \text{Bi}[y(L)]} \right\}. \quad (14)$$

For a known correlation between j and $\psi(L)$, this relationship determines the IV characteristic of the structure.

III. The IV characteristic and quadratic-nonlinearity parameter of a Mott contact

Calculations are presented for a number of GaAs structures for $T = 300$ K, $\mu = 4000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, and density of ionized donors in the substrate $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Figure 1 shows the IV characteristics of a structure with the parameters $L = 200$ nm and $\Phi = 0.5$ eV and for two values of Φ_r , 0 and 0.3 eV. The dotted lines show the dependences obtained in the drift-diffusion approximation [8], and the heavy solid lines correspond to the thermoemission-diffusion theory. The fine solid line shows the IV characteristic of a Mott-barrier contact ($\Phi_r = 0$) without allowance for space charge. Within the framework of the thermoemission-diffusion theory, this IV characteristic is described by the expression

$$j = \frac{j_{\text{TE}} j_D}{j_D + j_{\text{TE}} \left(1 - \exp \frac{qV - \Phi}{kT} \right) \frac{\Phi}{\Phi - qV}} \exp \left(-\frac{\Phi}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right], \quad (15)$$

where $j_D = \mu N \Phi / L$. Equation (15) is a consequence of the equality of the thermoemission current at the boundary with the metal and the drift-diffusion current in the i layer. In the limiting case of a semiconductor with low mobility, where $j_{\text{TE}} \gg j_D$ (or $\mu \ll A_R T^2 L / N \Phi$), this expression reduces to the result of the drift-diffusion approach [Eq. (34) in Ref. [8]].

For small voltages, where the processes of charge injection into the i layer are not significant, the dependences obtained by Eq. (15) and the dependences obtained using exact theory coincide. The dependence obtained in the drift-diffusion approximation is very different since the condition $j_{\text{TE}} \gg j_D$ is not fulfilled for the chosen parameters. As voltage increases, the injected charge forms a peak of the potential barrier (virtual cathode) in the i layer. If the potential-barrier peak exceeds Φ by a few kT , then for a structure with $\Phi_r = 0$ the current is determined by the processes of diffusion and drift through the i layer, while the process of thermoelectron emission through the barrier with metal is not significant. Hence, for large voltages, the IV characteristics obtained in the drift-diffusion approximation and those obtained using the generalized thermoemission-diffusion model coincide. For a structure with $\Phi_r = 0.3$ eV, the potential-barrier peak is located at the boundary with a metal for small voltages and moves toward the boundary with a substrate for large voltages. Hence, the thermoemission transfer of electrons through the boundaries of the i layer is always important, and the generalized approach is required.

Figure 2 shows the dependences of the nonlinearity coefficient $\beta = j_{V''}'' / j_V'$ (the volt-watt sensitivity of the detector is proportional to this quantity) on voltage, which were calculated with the use of exact thermoemission-diffusion theory (solid lines). The

curves are plotted for Mott contacts with the parameters $L = 200$ nm and $\Phi_r = 0$ and for barrier heights Φ equal to 0, 0.1, 0.23, and 0.5 eV. The dotted lines show the β versus voltage dependences obtained with the use of IV characteristics of the Mott contacts without allowance for space charge, i.e., from Eq. (15). With account of space charge, the peak value of the nonlinearity coefficient steps down. As the barrier height decreases, the injection nonlinearity comes to the forefront. The nonlinearity mechanism is injection if the barrier height is equal to zero, and $\beta \approx 0$ if $V = 0$.

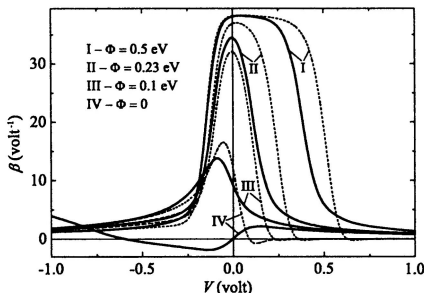


Fig. 2. Dependences of the nonlinearity coefficient β on voltage, which are calculated with the use of the thermoemission-diffusion theory (solid lines) and without allowance for space charge (dotted lines) for Mott contacts with $L = 200$ nm, $\Phi_r = 0$, and different barrier heights Φ

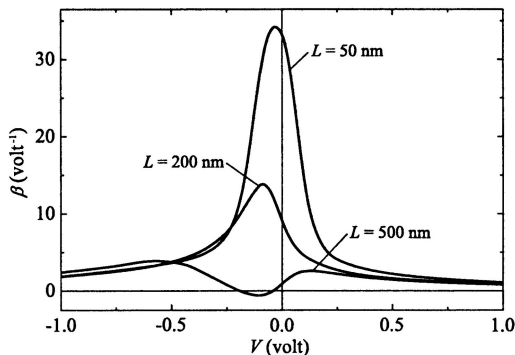


Fig. 3. Dependences of the nonlinearity coefficient β on voltage for Mott contacts with $\Phi = 0.1$ eV, $\Phi_r = 0$, and different thicknesses of the i layer

Figure 3 shows the dependences of the nonlinearity coefficient β on voltage for Mott contacts with $\Phi = 0.1$ eV and $\Phi_r = 0$ and different thicknesses L of the i layer, namely, 50, 200, and 500 nm. As the thickness of the undoped layer increases, the peak value of the nonlinearity coefficient diminishes. An increase in the thickness of the i layer leads to increasing dependence of the IV characteristic on the injection processes.

IV. Description of current transfer in low-barrier Mott diodes

We will use the developed method for describing current transfer in Mott-contact diodes with near-surface isotype δ doping, in which the tunnel processes decrease the effective barrier height [9, 10]. These diodes ensure high sensitivity during detection without a constant bias of microwave signals and are promising for the solution of various problems, in particular, for the creation of planar matrix receiving systems of radio vision in the short-wave part of the millimeter-wavelength range [6].

Consider a layered structure of metal—base semiconductor layer with δ -doping near the boundary with a metal—strongly doped n^+ substrate. Assume that the bulk doping in the base layer can be neglected. The energy scheme of the structure is shown in the insert of Fig. 4. The boundary with a substrate corresponds to $x = L$. The electron tunneling takes place in a thin layer between the metal, the boundary with which is located at $x = -d$, and the δ -doping plane located at $x = 0$. In this layer, the electrochemical potential varies by U .

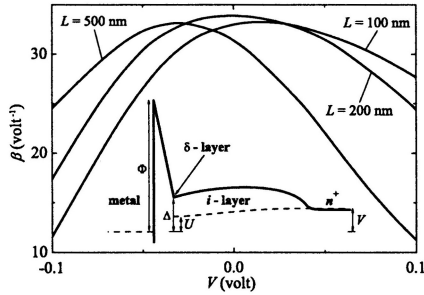


Fig. 4. Dependences of the nonlinearity coefficient β on voltage for a Mott diode with near-surface δ -doping having the parameters $\Phi = 0.7$ eV, $d = 4.7$ nm, and $N_\delta = 8.8 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$ and different L . The energy scheme of the diode is shown in the insert

The problem of electron tunneling through a triangular barrier at the boundary with a metal was considered in detail in Ref. [11]. Assume that the parameters of δ -doping correspond to the optimal case of a thin barrier where the peak of the electron transmission is at the base of the triangular barrier. Under these conditions, the correlation between the jump U of the electrochemical potential on the tunnel barrier and the current can be described by the following expressions:

$$j(U) = j_T \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (16)$$

$$j_T = A_R T^2 \frac{\exp(-b)}{1 - kTc}, \quad (17)$$

$$b = \frac{4\sqrt{2}md}{3\hbar} \sqrt{\Phi - \Delta v(z)}, \quad (18)$$

$$c = \frac{2\sqrt{2md}}{\hbar\sqrt{\Phi-\Delta}}t(z), \quad (19)$$

$$z = \frac{q}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 d}} \frac{1}{\sqrt{\Phi-\Delta}}, \quad (20)$$

where Δ is the effective barrier height and the functions $v(z)$ and $t(z)$ of Nordheim's theory are determined through elliptic functions [12]. In the plane $x=0$ of the δ layer, the potential is continuous and the electric field undergoes a jump proportional to the surface density N_δ of the dopant in the δ layer. Using this condition and assuming that the electric field in the semiconductor layer between the metal and the δ layer is homogeneous, we obtain the correlation between the effective barrier height and the magnitude of the electric field in the δ -layer plane on the side of the positive x ,

$$\Delta = \Phi - kT\tilde{d} \left[\frac{N_\delta}{IN_0} + \tilde{E}(0+) \right]. \quad (21)$$

Attention should be drawn to the fact that the quantities z , b , c , and j_T depend on Δ and, therefore, on the field strength, as well. In order to obtain IV characteristics of a low-barrier diode, we will use the same procedure as in Sec. II. Now, instead of Eq. (12) relating the electric field in the $x=0$ plane to the barrier magnitude Φ at the boundary with a metal, we obtain the expression

$$\tilde{E}(0+) = \pm \sqrt{2A + \frac{2N}{N_0} \left[\exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) + \frac{j}{j_T(\Delta)} \right]}, \quad (22)$$

which, in combination with Eq. (21), determine the strength of the electric field for $x=0$ and the effective barrier height Δ . Other formulas in Sec. II, except for Eq. (14), in which Φ should be replaced by Δ , are left unchanged. In such a way, the IV characteristic of the structure is found.

Using the IV characteristic, one can calculate the dependence of the nonlinearity coefficient β on voltage for a low-barrier Mott diode. As an example, Fig. 4 shows such dependences for the structures with $\Phi = 0.7$ eV, $d = 4.7$ nm, $N_\delta = 8.8 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$, and different L equal to 100, 200, and 500 nm. Other parameters are the same as in Sec. III. The employed values of d and N_δ are typical of the diodes described in Ref. [6] and correspond to the effective barrier height $\Delta = 0.12$ eV for a zero voltage on the diode for $L = 100$ nm. It follows from the plot that β reaches the maximum for voltages close to zero and that the peak value is only weakly dependent on L .

V. Optimization of the detection characteristics of low-barrier Mott diodes

We now make use of the results of the theory to optimize the parameters of the low-barrier diodes for the improvement of characteristics of the planar diodes described in Ref. [6]. In a detector so designed, the diode is connected in parallel to the wave resistance of a planar antenna at its resonant frequency and in parallel to some matching element. It is known that in the millimeter-wavelength range, the diode is well described

by a simple equivalent scheme, in which the differential resistance R_j and the voltage-independent capacitance C_j of a Mott contact are connected in parallel and the spreading resistance r is connected to them in series [7]. Following the approach developed in Ref. [13], for the main characteristics of the quadratic detection mode at the resonant frequency f one can write the expressions

$$\gamma = \frac{\beta}{2} \frac{R_j}{r + R_j + R_l} \frac{(1 - |\Gamma^2|) R_j}{(1 + r/R_j)(1 + f^2/f_c^2)}, \quad (23)$$

$$f_c = \frac{\sqrt{1 + r/R_j}}{2\pi C_j \sqrt{r R_j}}, \quad (24)$$

$$\text{NEP} = \frac{\sqrt{4kTBR_j}}{\gamma}. \quad (25)$$

Here, γ is the volt-watt sensitivity, R_l is the load resistance, $1 - |\Gamma^2|$ is a factor that allows for the diode matching with the antenna, NEP is the noise-equivalent power, or threshold sensitivity, and B is the frequency band. It is important to note that low-barrier detector diodes are used without a constant bias, which lowers the noise level ($1/f$ noise, etc.). Hence, in the further analysis, by the quantities Δ , R_j , β , γ , and NEP we mean their values under zero-bias conditions. It follows from Eq. (24) that an increase in the critical frequency f_c of a diode requires a decrease in its differential resistance and capacitance. This can be reached by decreasing the effective barrier height and increasing the base layer thickness. At the same time, as was shown in Sec. III, a decrease in the barrier height and an increase in L in a Mott diode lead to a sudden drop in the nonlinearity coefficient β since the nonlinearity mechanism becomes injection. For a low-barrier Mott diode, the case is different. Even for a small effective barrier height ($\Delta \sim 0.1$ eV), the current is limited by the tunnel processes, so that variations in the barrier-layer thickness have little effect on the nonlinearity coefficient β for a zero voltage (Fig. 4). Nevertheless, the further decrease in Δ leads to a decrease in β . It is seen from Eqs. (23)–(25) that the detection characteristics depend in a complex way on R_j and β ; hence, the optimization of the diode parameters requires knowledge of the $\beta(R_j)$ dependence. By varying the surface density N_δ of the dopant in the δ layer and the depth d of the δ layer, one can control simultaneously the quantities R_j and β . The solid lines in Fig. 5 show the dependences $\beta(R_j)$ at $N_\delta = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ for different L equal to 100, 200, and 500 nm. A diode area of $10 \mu\text{m}^2$ was chosen. The motion along each line corresponds to a variation in the depth d of the δ layer. As d increases, the differential resistance R_j decreases. Variation ranges of d for the shown curves are 2.5–5.3, 2.6–5.2, and 2.7–4.8 nm, respectively. The dotted line shows the dependence $\beta(R_j)$ for $N_\delta = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $L = 100$ nm. The motion along this curve corresponds to the d variation in the range of 3.5–6.6 nm. Comparison of this dependence with a similar dependence for $N_\delta = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ shows that identical values of β are reached for the smaller values of R_j in the case of the larger density of a dopant in the δ layer. Thus, for increasing the critical frequency, one should increase N_δ .

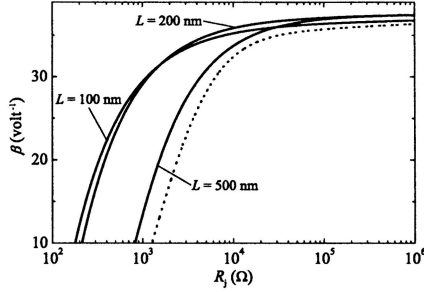


Fig. 5. The $\beta(R_j)$ dependences for $N_\delta = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and different L (solid lines) and a similar dependence for $N_\delta = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $L = 100 \text{ nm}$ (dotted line)

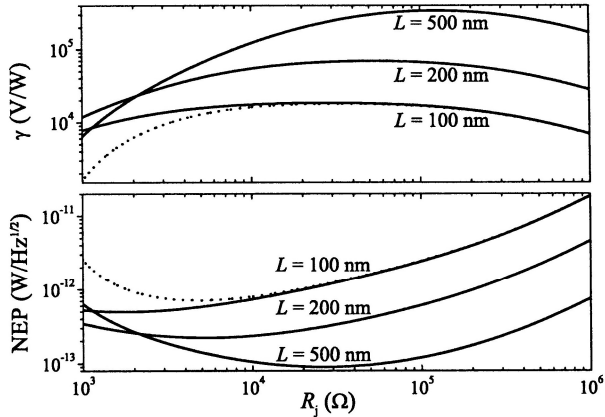


Fig. 6. Dependences of the volt-watt and threshold sensitivities on the differential resistance of the diode with zero bias, which correspond to the $\beta(R_j)$ dependences in Fig. 5

Figure 6 shows the dependences of the volt-watt and threshold sensitivities on the differential resistance of the diode with zero bias, which correspond to the dependences $\beta(R_j)$ in Fig. 5 and are obtained with the use of Eqs. (23)–(25). The chosen parameters are $f = 100 \text{ GHz}$, $R_l = 500 \text{ k}\Omega$, and $r = 10 \Omega$, the capacitance C_j is equal to 15, 7.5, and 3 fF for $L = 100, 200,$ and 500 nm , respectively, and $1 - |\Gamma^2| = 1$ [6]. The quantity γ increases with increasing R_j until the influence of the load resistance is not significant and the critical frequency is greater than or of the order of f . The greater peak values of the volt-watt sensitivity are reached when the base layer thickness increases due to an increase in the critical frequency of the diode. The dependences of the threshold sensitivity on R_j has minima. For small R_j , the NEP rises due to a rapid decrease in γ . It is seen in Fig. 6 that for $L = 100 \text{ nm}$ a slight increase in the surface density N_δ of the dopant in the δ layer from 8×10^{12} to 10^{13} cm^{-2} leads to a twofold decrease in the minimum threshold sensitivity. As the base layer thickness increases, the minimum value of the NEP decreases rapidly.

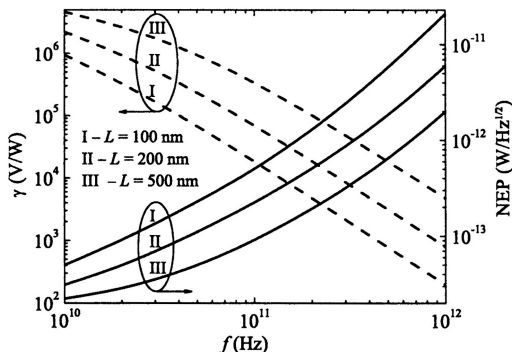


Fig. 7. Dependences of the maximum values of γ (dotted lines) and the minimum values of the NEP (solid lines) on the detected-signal frequency for $N_{\delta} = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and different L

Dependences similar to those shown in Fig. 6 for different frequencies f can be plotted and the diode parameters for which the maximum values of the volt-watt sensitivity and minimum values of the threshold power are reached for a given frequency of the detected signal can be determined. It is implied that the diode is matched with the resonant antenna at each frequency. Figure 7 shows such dependences of the maximum achievable values of γ (dotted lines) and minimum achievable values of the NEP (solid lines) on frequency for different L equal to 100, 200, and 500 nm ($N_{\delta} = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). It should be mentioned that the description of the diode by a simple equivalent scheme with the differential resistance and constant capacitance connected in parallel, which is valid for up to the subterahertz frequencies, is no longer correct at the higher frequencies, at which the inertial effects stipulated by the finite mass of an electron and the scattering, as well as the transit and skin effects, become significant [4, 14, 15].

VI. Conclusions

In this paper, we obtain an analytical solution to the problem of the transverse injection current in an undoped semiconductor layer of arbitrary thickness. A drift-diffusion description of the current transfer in the i layer and a thermoemission description for the layer boundaries with account of self-consistent boundary conditions are used. The dependence of the quadratic-nonlinearity coefficient β of the Mott diodes on bias is examined. It is shown that as the thickness of the i layer increases and the barrier height decreases, the nonlinearity mechanism of the structure changes. The role of the barrier nonlinearity becomes weaker and the injection processes become crucial. This leads to the diminishing of the nonlinearity coefficient and a decrease in the signal power during detection.

The approach developed in this paper is used for the description of current transfer in Mott-contact low-barrier diodes with near-surface isotype δ -doping. Such diodes are used in planar millimeter-wave detectors described in Ref. [6] and demonstrate detection characteristics corresponding to the best results for detectors operated without the con-

stant bias [16–19]. Detection characteristics of the low-barrier diodes are analyzed. It is shown that for near-zero voltages, the current is determined mainly by the tunneling, and the injection processes are less significant than in the diodes without δ -doping. Thus, the thickness of the base layer can be increased up to a few hundred nanometers with a significant decrease in the nonlinearity coefficient, which makes it possible to reach a small diode capacitance. The analysis shows that to reach a high volt-watt sensitivity and a small threshold power, one should increase the surface density of the dopant in the δ layer with appropriate choice of the depth of the δ layer for provision of the optimal value of R_j . Achievable values of the volt-watt and threshold sensitivities for three different thicknesses of the base layer of the diode at different frequencies of the detected signal are determined. It is shown that at the frequency $f = 100$ GHz and for the base layer thickness $L = 500$ nm, the volt-watt sensitivity of the detector can exceed 3×10^5 V/W and the minimum achievable threshold power amounts to 9×10^{-14} W/Hz^{1/2}.

Acknowledgments

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 08-02-13582) and the Program of the Physical Sciences Division of the Russian Academy of Sciences (No. IV.12).

Appendix

Estimation of the voltage drop in a strongly doped N^+ substrate

We now explain the approximations made in the problem formulation. Let us use Eq. (3) for describing the n^+ layer. Integrate this equation with respect to the substrate thickness W . Then for the voltage drop V_s in the substrate we obtain the following expression: $V_s = (j/qN_0\mu) \int_L^{L+W} [dx/n_s(x)]$. In order to estimate this quantity, we make use of the following expression for the electron number density in the depleted region of the substrate near the boundary with the i layer: $n_s(x) = N_0 \exp[q\psi_s(x)/kT]$. This expression is a consequence of the assumption that the electrochemical potential in the semiconductor is constant if the drift current and the diffusion current compensate for each other [Eq. (5)]. Such an approximation is justified only under the condition that the total current at any point of the semiconductor is much less than both the drift current and the diffusion current. If the substrate conductivity is high enough, then this condition is fulfilled in at least a thin substrate layer of about the Debye length in thickness near the boundary with the i layer. For the semiconductor parameters, which are used in the present paper, this condition is fulfilled over the entire considered range of currents. Expanding the exponent in a series in the expression for the density and taking the first two terms of the expansion, we substitute the obtained dependence of the density on the potential into Eq. (6). Using the decreasing solution of the resulting equation (the solution of the Debye linear screening problem) for the potential, we find for the density the following dependence on the coordinate: $n_s(x) = N_0 \left\{ 1 + q\psi_s(L)/kT \exp[(L-x)/l] \right\}$, where $l = \sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 kT / q^2 N_0}$

is the Debye length. Generally speaking, the obtained dependence becomes incorrect for the values $x - L$ greater than a few l , but has the same asymptotic form as the true dependence: $n_s(x) \rightarrow N_0$ for $x \rightarrow +\infty$ and, hence, correctly describes the quasineutral region of the substrate. The main contribution to the resistance of the depleted region of the substrate is given by a thin region near the boundary with the i layer since the potential energy exponentially rises when approaching the boundary, where the dependence $n_s(x)$ is correct. Thus, the obtained expression for the density can be used for estimation of the voltage drop in the substrate. Substituting $n_s(x)$ into the expression for V_s and integrating, we find $V_s \approx (j/qN_0\mu)\{W - [q\psi_s(L)/kT]\}$. The first term describes the voltage drop for a constant resistance of the quasineutral region of the substrate. The contribution of this resistance connected in series to the diode can be taken into account, if necessary, at the very end, after the IV calculation, and during the solution of the problem we assume that the potential and the electric field become zero for $x \rightarrow +\infty$ and the electrochemical potential in the quasineutral region is constant. The second term describes the voltage drop in the depleted region of the substrate. Calculations show that for all values of the problem parameters which are used in the present paper, and over the entire range of voltages, the quantity $-q\psi_s(L)/kT$ is less than or of the order of unity, and the voltage drop in the depleted region of the substrate is less than 10^{-3} V. Hence, this voltage drop can be neglected and the electrochemical potential in the substrate can be assumed constant.

References

1. *N. F. Mott*, Proc. Cambridge Philos. Soc. **34**, 568 (1938).
2. *N. F. Mott*, Proc. R. Soc. London, Ser. A **171**, 27 (1939).
3. *E. H. Rhoderick and R. H. Williams*, Metal-Semiconductor Contacts (Clarendon, Oxford, 1988).
4. *S. M. Sze*, Physics of Semiconductor Devices (Wiley, New York, 1969).
5. *M. McColl and M. F. Millea*, Proc. IEEE **61**, 499 (1973).
6. *V. I. Shashkin, Yu. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. V. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, and Y. I. Chechenin*, Int. J. Infrared Millim. Waves **28**, 945 (2007).
7. *V. I. Shashkin, V. L. Vaks, V. M. Danil'tsev, A. V. Maslovsky, A. V. Murel, S. D. Nikiforov, O. I. Khrykin, and Yu. I. Chechenin*, Radiophys. Quantum Electron. **48**, 485 (2005).
8. *V. I. Shashkin and N. V. Vostokov*, J. Appl. Phys. **104**, 123708 (2008).
9. *V. I. Shashkin, A. V. Murel, Yu. N. Drozdov, V. M. Danil'tsev, and O. I. Khrykin*, Russ. Microelectron. **26**, 49 (1997).
10. *V. I. Shashkin, A. V. Murel', V. M. Danil'tev, and O. I. Khrykin*, Semiconductors **36**, 505 (2002).
11. *V. I. Shashkin and A. V. Murel*, Semiconductors **38**, 554 (2004).
12. *A. Modinos*, Field, Thermionic and Secondary Electron Emission Spectroscopy (Plenum, New York, 1984).
13. Microwave Semiconductor Devices and Their Circuit Applications, edited by H. A. Watson (McGraw-Hill, New York, 1969).
14. *U. V. Bhapkar and T. W. Crowe*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **40**, 886 (1992).
15. *M. Trippe, G. Bosman, and A. van der Ziel*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **34**, 1183 (1986).
16. *E. R. Brown*, Solid-State Electron. **48**, 2051 (2004).
17. *N. Su, R. Rajavel, P. Deelman, J. N. Schulman, and P. Fay*, IEEE Electron Device Lett. **29**, 536 (2008).
18. *H. Kazemi, J. D. Zimmerman, E. R. Brown, A. C. Gossard, G. D. Boreman, J. B. Hacker, B. Lail, and C. Middleton*, Proc. SPIE **5789**, 80 (2005).
19. *V. T. Vo and Z. Hu*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **54**, 3836 (2006).

ПОЛУЧЕНИЕ СЛОЕВ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ СТИМУЛИРОВАННОГО ПЛАЗМОЙ ОСАЖДЕНИЯ (PECVD) ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ТЕТРАФТОРИДА КРЕМНИЯ

**П. Г. Сенников¹, С. В. Голубев¹, В. И. Шашкин², Д. А. Пряхин²,
М. Н. Дроздов², Б. А. Андреев², Ю. Н. Дроздов², А. С. Кузнецов³, Х.-Й. Поль⁴**

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

³ ЗАО «Астор», пос. Кузьмоловский, Ленинградская область, Россия

⁴ VITCON Projectconsult GmbH, D-07743 Jena, Germany

Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, вып. 2. С. 80—83

Сообщается о результатах получения слоев кремния методом плазмохимического осаждения в системе тетрафторид кремния — водород. Образцы исследованы методами рентгеновской дифракции, рамановской спектроскопии и вторичной ионной масс-спектрометрии. По фазовому составу слои представляют собой нанокристаллический кремний с размером кристаллических областей от 3 до 9 нм в зависимости от условий проведения процесса. Образцы обладают интенсивной фотолюминесценцией при комнатной температуре.

Проявляемый в последнее время повышенный интерес к нанокристаллическим материалам (порошкам, пленкам, кристаллам, внедренным в диэлектрические матрицы) обусловлен широкими перспективами их практического применения. Основанием для этого служат их необычные свойства, обусловленные квантово-размерными ограничениями и поверхностными эффектами. Особое место среди нанокристаллических материалов занимает кремний, поскольку этот материал является основой современной микроэлектроники, и обнаруженные у него новые свойства, в частности, способность к люминесценции при комнатной температуре, могут быть естественным образом использованы в уже существующих устройствах [1]. В частности, наноструктуры на основе кремния перспективны или уже используются для изготовления тонкопленочных транзисторов в жидкокристаллических дисплеях, солнечных элементов [2—4] и других устройств. Имеются также сообщения о перспективности использования биосовместимого и экологически безопасного нанокристаллического кремния в биологии и медицине [5, 6]. В связи с этим, существует большая потребность в оптимизации имеющихся и создании новых технологий получения нанокристаллического кремния и структур на его основе, характеризующихся высокой эффективностью, производительностью и воспроизводимостью. Метод плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) относится к числу наиболее востребованных для получения нанокристаллического кремния. Выполнение указанных выше условий в рамках данного метода в значительной степени определяется типом используемого исходного летучего кремнийсодержащего вещества. Работы последних лет показали [7, 8], что применение для этой цели относительно безопасных фторсиланов (тетрафторида кремния, а в перспективе, вероятно, дифторсилана [9]), вместо традиционно применяемого взрыво- и пожароопасного силана, позволяет получать вы-

сококачественные слои с хорошими потребительскими свойствами. Вместе с тем, оптимизация и развитие процессов PECVD на основе фторсиланов в сторону повышения скорости осаждения слоев при сохранении их качества [10] продолжает оставаться актуальной задачей.

В настоящей работе была предпринята попытка получения слоев кремния методом PECVD из плазменного разряда в смеси тетрафторида кремния и водорода. Использовалась установка для проведения процессов плазмохимического травления/осаждения PlasmaLab 80Plus (Oxford Instruments, Великобритания).

Осаждение слоев проводилось на подложках из кремния (111) и сапфира. В экспериментах использовался тетрафторид кремния чистотой 99.99 % (компания «Астор», Россия) и водород, подвергнутый диффузионной очистке на палладиевом фильтре. Процессы проводились при давлении в реакторе 20—25 мторр и потоке тетрафторида кремния 4.5 с.см в условиях индуктивно-связанного плазменного разряда с частотой 13.56 МГц и мощностью 250—300 Вт. Ниже обсуждаются результаты двух экспериментов. В эксперименте № 1 мощность разряда составляла 300 Вт, поток водорода 40 с.см (соотношение потоков SiF₄ и водорода 1:9). В эксперименте № 2 мощность разряда была 250 Вт, поток водорода 50 с.см (соотношение потоков SiF₄ и водорода 1:11). Предполагается, что отработанные режимы осаждения будут положены в основу конструкции специализированных установок, предназначенных для высокоскоростного получения слоев кремния природного и изотопно-модифицированного состава.

Фазовый состав получаемых пленок определялся методом рентгеновской дифракции (дифрактометр ДРОН-4, монохроматор Ge(400), излучение CuK α_1), и было показано, что образующиеся в результате осаждения из газового разряда слои действительно имеют явно выраженную кристаллическую структуру. В спектрах на рис. 1 для слоев, полученных на сапфире и кремнии в эксперименте № 1, регистрируются интенсивные максимумы, отвечающие Si(111) при 28.40° и Si(220) при 47.30°. Используя формулу Шерера, по величине полуширины пика Si(111) были оценены размеры блоков когерентного рассеяния, и размер кристаллических областей составил 3—4 нм.

Дополнительное подтверждение образования нанокристаллов было получено из анализа спектров комбинационного рассеяния, зарегистрированных на приборе ДФС-52 при возбуждении на длине волны 514 нм Ar⁺-лазером при комнатной температуре. На рис. 2 приведены спектры слоев из экспериментов № 1 и № 2. В области 514—516 см⁻¹ регистрируется полоса нанокристаллического кремния, имеющая различную интенсивность и полуширину для подложек из Al₂O₃ и Si. Она смещена на 5—7 см⁻¹ относительно полосы оптического фона на 522 см⁻¹ монокристаллического кремния (подложки). Из этого сдвига, согласно [11], можно оценить размер кристаллов, равный 2—3 нм. Плечо в области 480—490 см⁻¹ соответствует оптическим переходам в аморфном кремнии [12]. Из этого рисунка видно, что доля кристаллической фазы в слое, выращенном на сапфировой подложке, сопоставима с долей аморфной фазы. Судя по интенсивности и полуширине (5—6 см⁻¹ против 8—17 см⁻¹), кристаллическое совершенство слоя, полученного в

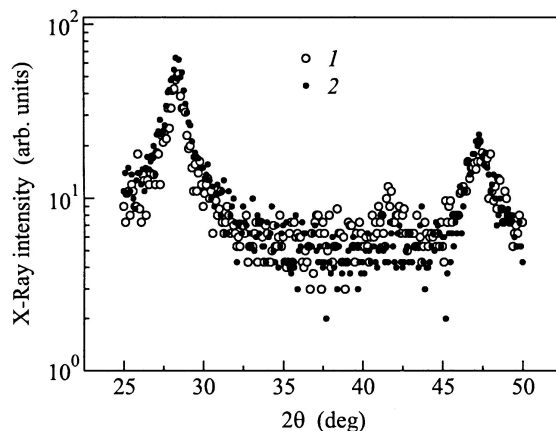


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции слоев ps-Si на сапфире (1) и кремнии (2).
Пики монокристаллической подложки не проявляются за счет поворота образца

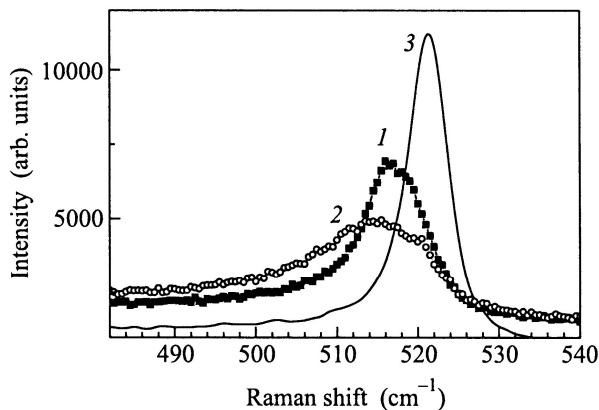


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния образцов, полученных в эксперименте № 1
(1 — подложка Si, 2 — подложка Al₂O₃) и эксперименте № 2 (3 — подложка Si)

эксперименте № 2, весьма высокое, что подтверждают и данные рентгеновской дифракции. Характерный размер нанокристаллов для него равен 6—9 нм.

Одним из наиболее важных и интересных свойств нанокристаллического кремния является его способность поглощать и излучать (люминесцировать) в видимой и ближней ИК областях при комнатной температуре [13]. Максимум широкой (полуширина до 0.5 эВ) полосы фотолюминесценции (ФЛ) смещен вследствие квантоворазмерных эффектов в сторону более высоких энергий по сравнению с положением полосы ФЛ массивного кремния (~ 1.09 эВ при полуширине ~ 0.1 эВ [14]). При этом, в зависимости от морфологии кристаллического

ансамбля, смещение этого максимума может достигать зеленой области спектра (2,2—2,4 эВ). Спектры ФЛ полученных нами слоев регистрировались в области длин волн от 1,7 до 0,7 мкм с помощью фурье-спектрометра BOMEM DA3 с охлаждаемым германиевым детектором. Возбуждение люминесценции осуществлялось лазером Nd⁺YAG («Spectra-Physics») на длине волны 532 нм с максимальной выходной мощностью до 2 Вт. Мощность лазерного излучения определялась с помощью измерителя мощности Ophir 3A. Наиболее интенсивная ФЛ наблюдалась для слоев, выращенных в эксперименте № 2 с размерами нанокристаллов 6—9 нм. Вид этой полосы с максимумом при 890 нм (1.39 эВ) и полушириной 0.233 эВ показан на рис. 3.

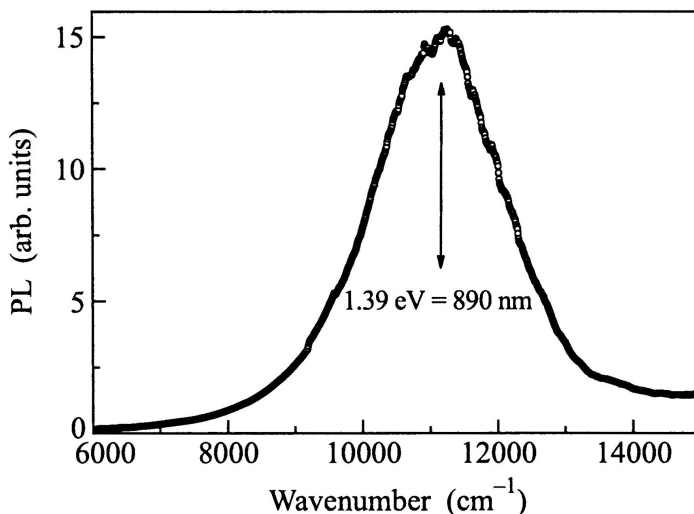


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции слоя кремния, полученного в эксперименте № 2 при комнатной температуре

Для качественного определения некоторых примесей в пленках нанокристаллического кремния были использованы методы ИК спектроскопии и вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Спектры пропускания в диапазоне от 370 до 10000 см⁻¹ записывались с помощью вакуумного фурье-спектрометра VERTEX 80V производства фирмы «BRUKER». Анализ элементного состава методом ВИМС проводился на приборе TOF.SIMS-5 производства фирмы IONTOF. Для послойного анализа использовалась ионная пушка с ионами O₂⁺ (энергией 2 кэВ, током в пучке 500 нА, диаметром пучка 100 мкм) либо с ионами Cs⁺ (2 кэВ, 300 нА, 50 мкм). Эти пучки сканировались в растре 250 · 250 мкм². Судя по ИК спектрам, в образцах достаточно велико содержание кислорода (полоса при 1100 см⁻¹). Принимая во внимание, что в экспериментах использовался высокочистый тетрафторид кремния (99.99 %), поступление следов кислорода в виде примесей (например,

гексафтордисилоксана) из этого газа можно исключить. Наличие интенсивных линий кислорода можно связать с частичным окислением тонких, сильно фторированных слоев кремния при хранении на воздухе. Кроме этого, наблюдаются полосы в областях 623, 900 и 2105 см^{-1} , которые могут быть отнесены к колебаниям SiH_x и SiF_x (наиболее интенсивная полоса SiF при 1015 см^{-1} , вероятно, перекрывается с «кислородной» полосой) [15, 16].

Судя по данным ВИМС, полученным с помощью O^{2+} и Cs^+ -пушек в слоях доминируют примеси водорода и фтора (что объяснимо), кислорода, углерода, бора. Характерное распределение некоторых из этих примесей по глубине приведено на рис. 4. Типичная толщина получаемых пленок составляет 2 мкм.

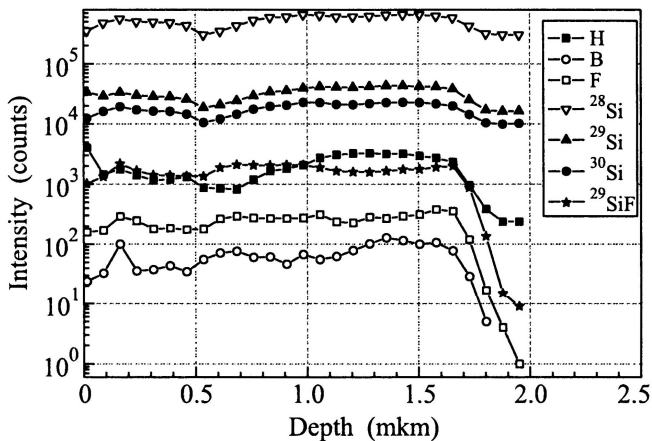


Рис. 4. Распределение элементов в слое кремния, полученном в эксперименте № 2 (распыление ионами O^{2+})

Таким образом, методом PECVD из смеси тетрафторида кремния и водорода были получены слои нанокристаллического кремния на подложках из Al_2O_3 и монокристаллического кремния толщиной до 2 мкм, характеризующиеся интенсивной фотолюминесценцией с максимумом при 890 нм при комнатной температуре. Показана возможность формирования нанокристаллической фазы кремния непосредственно в процессе осаждения, без дополнительного отжига слоев. Работа поддержана МНТЦ (грант № 3736), Российским фондом фундаментальных исследований (# 08-08-12076-офи).

Литература

1. Н. Н. Герасименко, Ю. Н. Пархоменко, Кремний — материал нанотехнологий, М.: Техносфера, 2007.
2. G. Q. Ding, W. Z. Shen, M. J. Zheng et al., J. Cryst. Growth. **283**, 339 (2005).
3. M. Morales, Y. Leconte, R. Rizk, and D. Chateigner, J. Appl. Phys. **97**, 34307 (2005).
4. J. De la Torre, G. Bremond, M. Lemiti et al., Thin Solid Films. **511–512**, 163 (2006).

5. *M. Archer, M. Christophersen, and P. M. Fauchet*, Biomed. Microdevices. **63**, 203 (2004).
6. *M. Hiruoka, K. Sato, and K. Hirakuri*, J. Appl. Phys. **102**, 024308 (2007).
7. *M. Losurdo, R. Rizzoli, C. Siunraonte et al.*, J. Appl. Phys. **88**, 2408 (2000).
8. *S. Kasouit, S. Kumar, R. Vanderhaghen et al.*, J. Non-Cryst. Solids. **299–302**, 113 (2002).
9. *G. Cicala, G. Bruno, and P. Cappezuto*, Pure and Appl. Chem. **68**, 1143 (1996).
10. *Y. Djeridane, A. Abramov, and P. Roca I Cabarrocas*, Thin Solid Films. **515**, 7451 (2007).
11. *V. Paillard, P. Puech, M. A. Laguna et al.*, J. Appl. Phys. **86**, 1921 (1999).
12. *M. H. Brodsky*, in Light Scattering in Solids I, Ed. M. Cardona, Berlin, Springer-Verlag, 1983, p. 210.
13. *D. Kovalev, H. Heckler, G. Polissi, and F. Koch*, Phys. Stat. Sol.(b) **215**, 871 (1999).
14. *L. T. Canham*, J. Phys. Chem. Solids **47**, 363 (1986).
15. *A. A. Langford, M. L. Fleet, A. J. Nelson et al.*, J. Appl. Phys. **65**, 5154 (1989).
16. *A. A. Langford, B. P. Nelson, M. L. Fleet, and R. S. Crandall*, Phys. Rev. B **42**, 7245 (1990).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦЫ ДЕТЕКТОРОВ СИСТЕМЫ РАДИОВИДЕНИЯ 3-mm ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

*В. И. Шашкин, Ю. И. Белов, П. В. Волков, А. В. Горюнов,
В. Р. Закамов, И. А. Илларионов*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 12. С. 44—49

Исследовались характеристики плоской приемной матрицы антенных элементов размерностью 8×8 для 3-mm диапазона длин волн, нагруженной низкобарьерными планарными детекторами Мотта. Приведены экспериментальные данные измерений диаграмм направленности и чувствительности элементов в составе двумерной матрицы. Средняя ширина диаграммы направленности элемента в E -плоскости равна $\sim 35^\circ$, в H -плоскости $\sim 50^\circ$. В рабочем частотном диапазоне матрицы (90—100 GHz) средняя величина вольт-ваттной чувствительности составила величину порядка 9000 V/W, средняя величина эквивалентной шумовой мощности — около $5 \cdot 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

Интенсивные исследования в области создания систем получения радиоизображений (радиовидения) в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых длин волн проводятся около 15 лет. Интерес к этим работам связан с использованием систем для решения достаточно широкого набора приоритетных прикладных задач, среди которых противодействие терроризму, контроль технологических процессов в химическом и фармацевтическом производстве, диагностика материалов и другие военные и специальные приложения [1].

Ключевым вопросом при конструировании изображающих систем радиовидения является выбор метода сканирования пространства. На данный момент наиболее перспективным вариантом считается использование оптики, переносящей изображение объекта на плоскость, в которой расположен многоканальный матричный приемник [2]. Такие системы являются наиболее близкими к классическим видеокамерам с точки зрения идеологии их построения и потенциально позволяют получить максимальное быстродействие, ограниченное только скоростью электрической коммутации каналов и чувствительностью приемных каналов.

Авторами данной работы ранее была продемонстрирована возможность плотной (с шагом $d \sim 3\lambda / 2$, где λ — длина волны излучения) упаковки приемников радиоизлучения на примере построения линейки размерностью 8×1 [3]. В качестве приемников использовались планарные детекторы на основе модифицированных щелевых антенн с непосредственно включенными в них детекторными диодами [4]. В работе применялись низкобарьерные диоды Мотта на основе структуры Al/GaAs с δ -легированным слоем вблизи контакта [5]. В предлагаемой работе представлены результаты исследований характеристик созданной двумерной матрицы размерностью 8×8 , предназначенной для работы в качестве приемника в диапазоне частот 90—100 GHz.

В рамках работы были проведены исследования диаграмм направленности (ДН), вольт-ваттной чувствительности и эквивалентной шумовой мощности. В качестве источника излучения использовался калиброванный по мощности генератор, перестраиваемый в диапазоне 78.33—118.1 GHz.

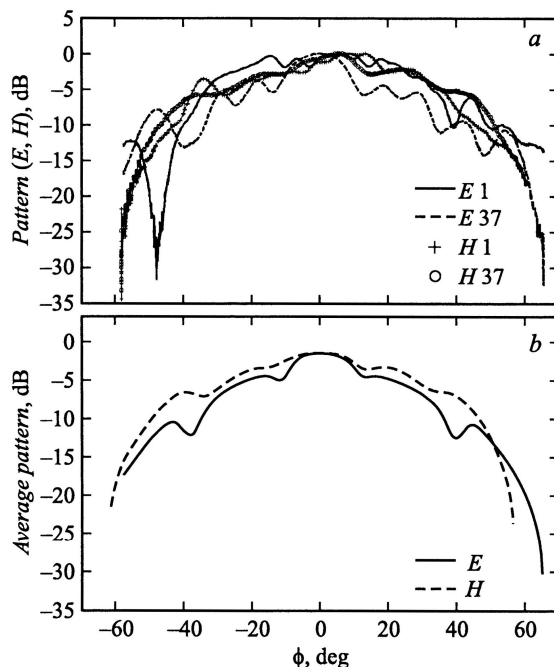


Рис. 1. Диаграммы направленности в E - и H -плоскостях на частоте 94.2 GHz: a — для некоторых центральных и крайних элементов матрицы (номера указаны); b — усредненные по всем каналам

Изучение диаграммы направленности важно с точки зрения задания условий на построение системы формирования изображения (объектива). Очевидно, что чем шире ДН элементов, тем более светосильный объектив может быть использован, тем выше потенциальные чувствительность и разрешение системы. Однако известно, что относительное отверстие объектива не может превышать значения $1 : 0.5$ [6]. Более того, реально, в силу резкого увеличения aberrаций для лучей с большими углами преломления, удастся достигнуть величин на уровне $1 : 0.9$ — $1 : 1$, что соответствует задней угловой апертуре объектива 27 — 29° . Таким образом, оптимальная ширина ДН лежит в диапазоне 55 — 60° . На рис. 1 приведены измеренные ДН в H - и E -плоскостях некоторых элементов (центральных и крайних), а также усредненные ДН на частоте 94 GHz. Обозначения элементов даны в таблице. Средняя ширина ДН по центральным элементам по уровню 0.5 составила в E -плоскости 35° , в H -плоскости 50° . Из рисунка видно, что ДН отдельных эле-

ментов изрезаны с амплитудой отклонения от среднего значения около 1.5 dB в диапазоне углов $\pm 60^\circ$. Как показал численный анализ, выполненный в среде 3-мерного электромагнитного моделирования, такой вид ДН говорит не только о наличии межканальных связей, но и о влиянии структурных особенностей антенной решетки — корпуса матричного приемника и отверстий отвода сигнала от элемента. Искажения ДН приводят к падению общего контраста изображения и, следовательно, требуются дополнительные работы по оптимизации топологии антенного элемента, а также конструкции матрицы в целом.

Нумерация антенн (пикселей) в приемной матрице

E-плоскость	H-плоскость							
	8	16	24	32	40	48	56	64
7	15	23	31	39	47	55	63	
6	14	22	30	38	46	54	62	
5	13	21	29	37	45	53	61	
4	12	20	28	36	44	52	60	
3	11	19	27	35	43	51	59	
2	10	18	26	34	42	50	58	
1	9	17	25	33	41	49	57	

Эквивалентная шумовая мощность (NEP) детекторов определялась с помощью известного соотношения $NEP = N / (R \cdot B^{1/2})$, где N — амплитуда шума в канале (определялась как среднеквадратичное отклонение сигнала в шумовой дорожке, записанной с детектора при выключенном генераторе), R — вольт-ваттная чувствительность канала, B — полоса приема. Полоса приема усилителя определялась по падению уровня собственных шумов усилителя на 3 dB и составила $B = 25.9$ kHz. Отметим, что ширина полосы в нашем случае определялась низкочастотным усилителем детектора.

Для измерения вольт-ваттной чувствительности R планарная матрица детекторов устанавливалась на расстоянии 950 mm от открытого конца волновода, облучавшего матрицу. Величина R определялась как $R = U / (P_1 Q)$, где P_1 — мощность излучения, приходящаяся на площадку одного пикселя матрицы, U — среднее значение напряжения в канале, Q — коэффициент усиления НЧ усилителя детектора ($Q = 918$). Для планарной антенны в матрице эффективная площадь элемента определялась как геометрическая площадь, занимаемая одним пикселем в матрице, т. е. принималась равной квадрату периода расположения детекторов ($a = 4.5$ mm). Отметим, что данная оценка эффективной площади антенны является завышенной, поскольку часть падающего излучения попадает в межпиксельную область и не участвует в формировании сигнала детектора. Тем не менее такая оценка представляется более адекватной для матричных систем, поскольку кроме непосредственно электродинамических характеристик антенны учитывает плотность и эффективность упаковки элементов. На рис. 2 приведены значения вольт-ваттной чувствительности, усредненной по каналам для нескольких частот.

Из рисунка видно, что матрица эффективно работает в полосе 90—100 GHz. На рис. 3 приведены значения вольт-ваттной чувствительности и NEP для всех каналов на частоте 94.2 GHz. Из приведенных данных видно, что крайние столбцы обладают примерно втрое худшей чувствительностью по сравнению с внутренними.

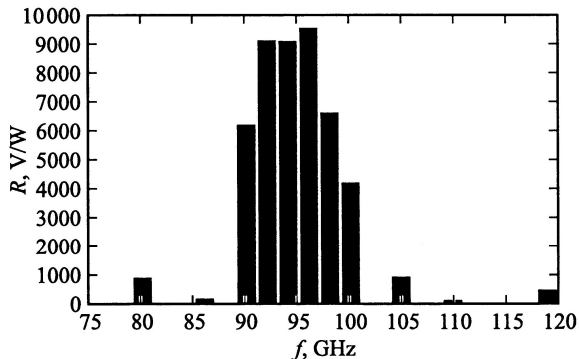


Рис. 2. Величина вольт-ваттной чувствительности, усредненная по всем каналам, в зависимости от частоты сигнала

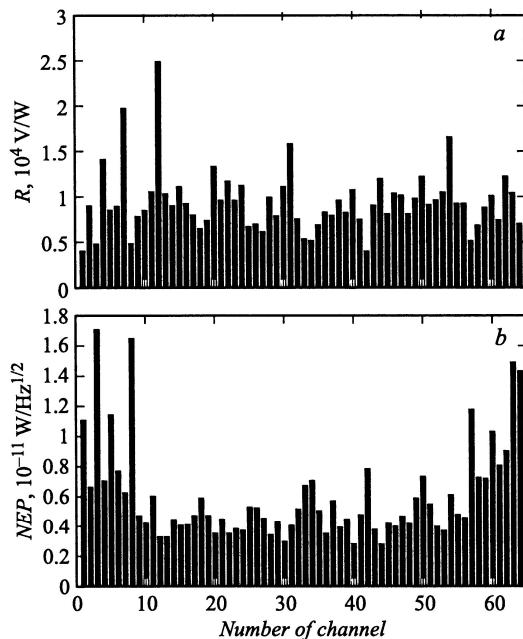


Рис. 3. Характеристики всех каналов приемной матрицы размерностью 8×8 на частоте 94.2 GHz: *a* — вольт-ваттная чувствительность; *b* — NEP

Таким образом, в работе были исследованы характеристики структурных элементов разработанной двумерной приемной матрицы размерностью 8×8 для 3-мм диапазона длин волн. Достигнутые параметры: ширина и форма ДН (средняя ширина ДН по центральным элементам по уровню 0.5 составила в E -плоскости 35° , в H -плоскости 50° , амплитуда отклонения от среднего значения около 1.5 dB в диапазоне углов $\pm 60^\circ$), удовлетворительно согласующиеся с рефрактивными светосильными объективами, величина NEP $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ W/Hz^{1/2} в полосе 90–100 GHz, демонстрируют потенциал для построения системы радиовидения реального времени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проектам № 12-02-12006-офи_м, № 11-02-00572_a.

Литература

1. Oka S., Togo H., Kukutsu N., Nagatsuma T. // Progress in Electromagnetics Research Letters. 2008. V. 1. P. 197—204.
2. Rebeiz G. M. // Proc. IEEE. 1992. V. 80, N 11. P. 1748—1770.
3. Закамов В. Р., Мурель А. В., Шашкин В. И. // Контроль. Диагностика. 2009. № 5. С. 15—19.
4. Шашкин В. И., Дрягин Ю. А., Закамов В. Р., Кривов С. В., Кукин Л. М., Мурель А. В., Чеченин Ю. И. // Радиофизика. 2007. Т. 51, № 12. С. 1077—1087.
5. Шашкин В. И., Мурель А. В., Дроздов Ю. Н., Данильцев В. М., Хрыкин О. И. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26, вып. 1. С. 57—61.
6. Слюсарев Г. Г. Расчет оптических систем. Л. : Машиностроение, 1975.

INDIUM NITRIDE FILM GROWTH BY METAL ORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION WITH NITROGEN ACTIVATION IN ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE DISCHARGE SUSTAINED BY 24 GHz GYROTRON RADIATION

*Alexander Vodopyanov*¹, *Dmitry Mansfeld*¹, *Yurii Buzynin*², *Mikhail Drozdov*²,
*Yurii Drozdov*², *Oleg Khrykin*², *Andrei Lukyanov*², *Mikhail Viktorov*¹,
*Sergey Golubev*¹, *Vladimir Shashkin*²

¹ Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhniy Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
Nizhniy Novgorod, Russia

Japanese Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 52. Art. 08JD07

We report the results of the first experiments on the growth of indium nitride films by electron cyclotron resonance plasma-enhanced metal organic chemical vapor deposition. Discharge sustained by the radiation of a technological gyrotron with a frequency of 24 GHz and power up to 5 kW was used to provide active nitrogen flow. The use of higher frequency microwave radiation for plasma heating provides a higher plasma density, and more active nitrogen flow. Mirror-smooth homogeneous hexagonal InN films were grown on ittria-stabilized zirconia and sapphire substrates. It was shown that single-crystal InN films can be grown on Al₂O₃ (0001) substrates if a double buffer layer of InN/GaN is used. The growth rate of 1 μm/h was demonstrated in this case. Film properties are studied by optical and electron microscopies, secondary ion mass spectroscopy, X-ray diffraction, and photoluminescence.

1. INTRODUCTION

Heteroepitaxial InN films attract great interest from researchers because of their unique optical and transport properties. Currently, there are two main methods of InN film growth: plasma-assisted molecular beam epitaxy (PAMBE) and metal organic chemical vapor deposition (MOCVD). An important problem of the InN MOCVD method is the low growth rate [1–7]. A possible way of increasing the growth rate is associated with the plasma-activated nitrogen filling the growth zone [8–15].

We report the results of the first experiments on the growth of indium nitride films by electron cyclotron resonance plasma-enhanced MOCVD (ECR-PEMOCVD). ECR discharge sustained by the radiation of a technological gyrotron with a frequency of 24 GHz and power up to 5 kW was used to provide active nitrogen flow. The use of microwave radiation with high frequency for plasma heating (conventionally, magnetron emission with a frequency of 2.45 GHz is used) provides a higher plasma density, and therefore, more active nitrogen flow. This results in an increased film deposition rate. Furthermore, the use of high-frequency radiation for plasma heating allows film growth at relatively high pressure. Moreover, high-average-power gyrotron radiation provides high specific power that is absorbed in the plasma at up to 100 W × cm⁻³ [11].

2. EXPERIMENTAL METHODS

The scheme of the setup is presented in Fig. 1. Microwave radiation (1 in Fig. 1) of the technological gyrotron (2) is injected into the plasma chamber (3) through the window. The frequency of the microwave radiation is 24 GHz and the power is up to 5 kW. The magnetic coil (4) provides the conditions for ECR discharge. The magnetic field at the coil center is 1.1 T. Molecular nitrogen (5) fills the plasma discharge zone, where its dissociation by electron impact occurs. Nitrogen flow is adjusted by the flow controller in the range of 10–100 sccm. After exiting the reactor, the flow of activated nitrogen reaches

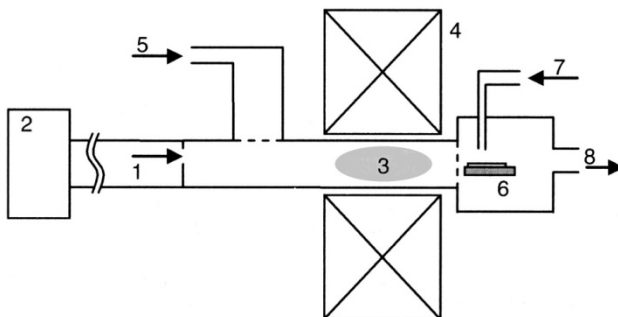


Fig. 1. Setup scheme. 1: microwave radiation, 2: gyrotron, 3: nitrogen plasma, 4: magnetic coil, 5: nitrogen supply line, 6: substrate holder, 7: trimethylindium supply line, 8: pumping port

the growth chamber, where the substrate is placed on a heated substrate holder (6). Substrate temperature is measured with the thermocouple; the maximum temperature is 650 °C. Trimethylindium is injected near the substrate (7). Nitrogen was used as a carrier gas. Thermal decomposition of trimethylindium on the substrate surface in a stream of active nitrogen provides the source material for indium nitride film growth. The diagnostic methods of optical and electron microscopies, secondary ion mass spectroscopy (SIMS), X-ray diffraction (XRD), and photoluminescence (PL) were used for comparative study of InN films grown on Al₂O₃ and ittria-stabilized zirconia (YSZ) substrates.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. Probe measurements

To measure plasma parameters, we used the Langmuir probe placed in the center of the reactor at the position of the substrate holder (at a distance of 26 cm from the center of the discharge) for the plasma parameter measurement experiments. We assume that spreading of the plasma occurs along the magnetic field lines, which is why plasma density in maximum magnetic field ($B \sim 10000$ G) exceeds the density measured by the probe ($B \sim 10$ G) by approximately one thousand times. The following results for the plasma density and temperature correspond to the maximum magnetic field in the center

of the discharge. Figures 2 and 3 show the results of the measurements of electron density and temperature as a function of microwave heating power at the gas pressure of 2×10^{-2} mbar. It is clearly seen from the figures that the plasma density and temperature increase with a rise in the applied microwave power. Under such experimental conditions, plasma density and temperature reach their maxima levels of $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and 4 eV, respectively, at the power level of ~ 900 W.

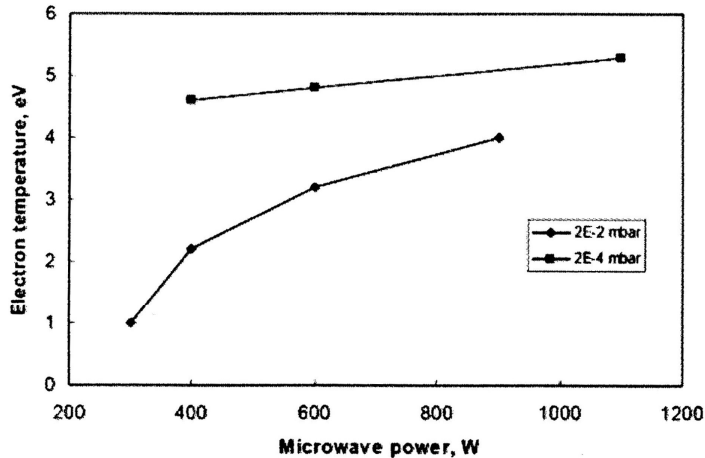


Fig. 2. Electron temperature as a function of heating microwave power at two different pressures

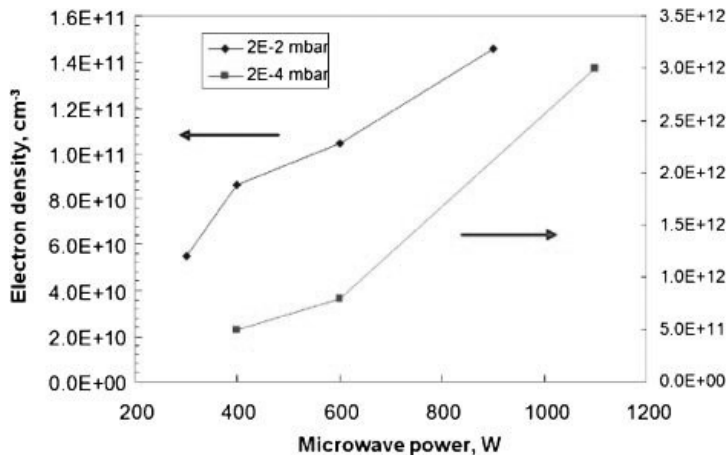


Fig. 3. Plasma density as a function of heating microwave power at two different pressures

The essential success of attaining the highest ranges of plasma density was achieved by modifying the vacuum chamber construction — the outlet of the plasma reactor was closed by the grid. The grid was transparent for plasma and atomic nitrogen flow, but the microwave field was trapped inside the plasma chamber. It is clear that the resulting cavity greatly increases the electric field strength and raises the effectiveness of the energy transmission from microwave radiation to electrons. The stable breakdown of the gas occurs at a low gas pressure of $\sim 8 \times 10^{-5}$ mbar, which results in sufficient increase in the degree of plasma ionization. Thus, at the gas pressure of $\sim 2 \times 10^{-2}$ mbar and microwave power of ~ 400 W, the electron density is about $\sim 3 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$ and electron temperature is about 4 eV, which are several times higher than values obtained in the previous experiments. Figures 2 and 3 show the results of the measurements of electron density and temperature as a function of microwave heating power at the gas pressure of 2×10^{-4} mbar. It is clearly seen from the figures that in the low pressure range, one can obtain plasma density more than one order higher than that obtained under the previous conditions. The maximum electron density of $\sim 3 \times 10^{12}$ cm $^{-3}$ is achieved at the gas pressure of $\sim 2 \times 10^{-4}$ mbar and power level of ~ 1100 W. The electron temperature is about 5.3 eV. It should be mentioned that, in this case, the degree of plasma ionization becomes a very significant value and can reach tens of percent.

3.2. Growth experiments

The influence of substrate and buffer layers on the morphology, structure and PL properties of InN films grown by the low-temperature PEMOCVD method was studied in a series of experiments. The substrates used were polished plates of YSZ (100) and (111), and Al $_2$ O $_3$ (0001) and (11 $\bar{2}$ 0). Al $_2$ O $_3$ substrates either had no buffer layer or had a double (InN/GaN) buffer layer (template). Templates were grown by conventional low-pressure MOCVD. Monocrystalline layers of GaN and InN had thicknesses of 1 and 0.3 μ m, respectively. The rocking curve widths of GaN and InN template layers were 0.13 and 0.6 $^\circ$ respectively. The growth rate was estimated from the height of the step at the film-substrate interface, as defined using an optical interference microscope. InN film growth was performed under the following optimal conditions: heater temperature of 350 $^\circ$ C, nitrogen flow through the plasma reactor of 91 sccm, nitrogen flow through trimethylindium in the bubbler of 23 sccm, pressure in the growth chamber of 0.28 Torr, and microwave power of 550 W.

InN films grown on different substrates have a uniform mirror smooth surface. Scanning electron microscopy (SEM) investigations showed that InN films grown on YSZ (111) substrates have a grain structure with a grain size of 50–150 nm in diameter (Fig. 4). Epitaxial InN films grown on templates have a uniform surface with wavy relief and no grain structure, the same as the template. Surface roughness values for InN films grown on YSZ (100) and (111) with 0.8 μ m thickness are, respectively, 2.5 and 1.6 nm rms. The surface roughness of InN films grown on templates was slightly higher (6 nm rms) than in the case of the YSZ substrate. This is probably related to the roughness

1%. The main contaminant is oxygen with a concentration of about 10^{20} cm^{-3} . The most probable source of the oxygen contamination is the porous ceramic heater used in the experiment. There are some electronegative impurities H, C, F, S, and Cl, and electro-positive impurities Na, K, and Li.

InN film structures were studied by XRD analysis. XRD spectra were recorded in $(2\Theta - \omega)$, ω , and ϕ scanning modes. XRD analysis of the InN films grown on YSZ (100) and YSZ (111) allowed us to identify the films as being textured polycrystalline with the preferred orientation of (0001) parallel to the surface. The minimum texture scattering angle for the series of films (width of the peak in 0002 ω -scan) was 0.8 and 0.6° for the YSZ (100) and (111) substrates, respectively.

Figure 6 shows the XRD spectrum in the ϕ scanning mode of the InN film grown on Al_2O_3 (0001) with a double buffer layer (template). There are sharp peaks that run through 60° , indicating a single-crystal structure of the film. The difference in the intensity of the peaks is due to inexact matching of plane (0001) with the sample surface. The minimum value of the half-width of the rocking curve peak InN (0002) is 0.3° . The XRD spectrum of the $(2\Theta - \omega)$ scanning mode shows only line series (000 l) for the InN phase, and their intensity is higher than in the case of the original InN buffer layer. The In phase is not observed.

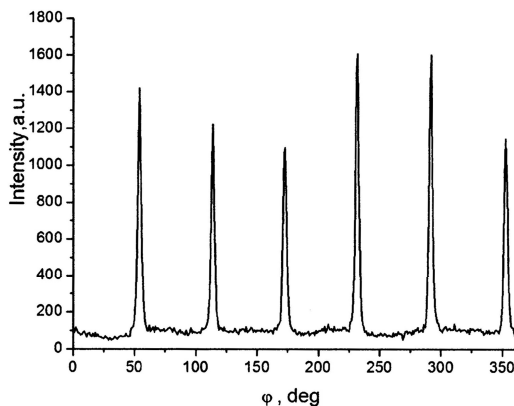


Fig. 6. XRD ϕ scan of InN film grown on Al_2O_3 (0001) substrate with InN/GaN double buffer layer

The PL spectrum of InN films grown on a template ($\text{InN}/\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$) is shown in Fig. 7. PL spectra for InN film representing the top layer of a double buffer layer and for InN film grown on the YSZ substrate are also shown in Fig. 7. It is clearly seen that the InN films grown on the YSZ substrate and on the template have intense room-temperature PL in the infrared region (1490–1540 nm). There is a slight decrease in PL intensity and peak shift to shorter wavelengths by 40 nm for films of InN grown on the template. The nature of the PL is not yet clear. Nevertheless, high PL intensity indicates good optical properties of the InN films.

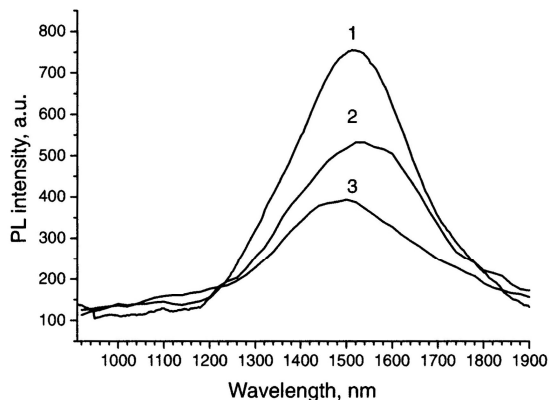


Fig. 7. PL spectra: (1) template, (2) InN film grown on YSZ (100), and (3) InN grown on template

4. CONCLUSION

Mirror-smooth homogeneous hexagonal InN films were grown on YSZ substrates. They have a textured polycrystalline structure with a minimum scattering angle of 0.8 and 0.6° for YSZ (100) and YSZ (111), respectively. Surface roughness of 1.6 nm (rms) was demonstrated for InN film with a thickness of 0.8 μm . It was shown that single-crystal InN films can be grown on Al_2O_3 (0001) and Al_2O_3 (11 $\bar{2}$ 0) substrates if a double buffer layer of InN/GaN is used. A growth rate of 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ was demonstrated in this case. InN film layers grown on YSZ and Al_2O_3 substrates have intense PL at room temperature. The PL peak position was at 1500–1550 nm.

Acknowledgments

The work was performed in the framework of the Federal Program “Scientific and pedagogical labor forces for innovative Russia” for the years 2009–2013 and was partially supported by the Russian Foundation for Basic Research (13-08-01313).

References

1. *J. Wu*: J. Appl. Phys. **106** (2009) 011101.
2. *Y.-S. Lin, S.-H. Koa, C.-Y. Chan, S. S. H. Hsu, H.-M. Lee, and S. Gwo*: Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 142111.
3. *G.-G. Wu, W.-C. Li, C.-S. Shen, F.-B. Gao, H.-W. Liang, H. Wang, L.-J. Song, and G.-T. Du*: Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 103504.
4. *S. Keller, B. P. Keller, D. Kapolnek, A. C. Abare, H. Masui, L. A. Coldren, U. K. Mishra, and S. P. Den Baars*: Appl. Phys. Lett. **68** (1996) 3147.

5. *A. Sohmer, J. Off, H. Bolay, V. Harle, V. Syganow, J. S. Im, V. Wagner, F. Adler, A. Hangleiter, A. Dornen, F. Scholz, D. Brunner, O. Ambacher, and H. Lakner*: MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **2** (1997) 14.
6. *A. Yamamoto, Y. Murakami, K. Koide, M. Adachi, and A. Hashimoto*: Phys. Status Solidi B **228** (2001) 5.
7. *Y. Liu, T. Kimura, T. Shimada, M. Hirata, M. Wakaba, M. Nakao, S. Ji, and T. Matsuoka*: Phys. Status Solidi C **6** (2009) S381.
8. *M. J. Paisley, Z. Sitar, J. B. Posthill, and R. F. Davis*: J. Vac. Sci. Technol. A **7** (1989) 701.
9. *M. Wintrebert-Fouquet, K. S. A. Butcher, P. P.-T. Chen, and R. Wuhrer*: Phys. Status Solidi C **4** (2007) 2285.
10. *K. S. A. Butcher, D. Alexandrov, P. Terziyska, V. Georgiev, and D. Georgieva*: Phys. Status Solidi C **9** (2012) 1070.
11. *A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, P. G. Sennikov, and Yu. N. Drozdov*: Rev. Sci. Instrum. **82** (2011) 063503.
12. *W. C. Hughes, W. H. Rowland, M. A. Johnson, S. Fujita, J. W. Cook, J. F. Schetzina, J. Ren, and J. A. Edmond*: J. Vac. Sci. Technol. B **13** (1995) 1571.
13. *K. S. A. Butcher, B. W. Kemp, I. B. Hristov, P. Terziyska, P. W. Binsted, and D. Alexandrov*: Jpn. J. Appl. Phys. **51** (2012) 01AF02.
14. *M. Grün, N. Sadeghi, J. Cibert, Y. Genuist, and A. Tserepi*: J. Cryst. Growth **159** (1996) 284.
15. *A.-B. Zhi, F.-W. Qin, D. Zhang, J.-M. Bian, B. Yu, Z.-F. Zhou, and X. Jiang*: Vacuum **86** (2012) 1102.

МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЛОИ GaN/AlN НА CVD-АЛМАЗЕ

О. И. Хрыкин¹, Ю. Н. Дроздов¹, М. Н. Дроздов¹, П. А. Юнин^{1,3}, В. И. Шашкин¹,
С. А. Богданов², А. Б. Мучников², А. Л. Вихарев², Д. Б. Радищев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Афонино, Нижегородская обл.

² Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

³ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 19. С. 73—80

Предложен и экспериментально реализован оригинальный подход по созданию структуры GaN/AlN/нанокристаллический алмаз. Этапы создания такой структуры включают в себя: *a* — выращивание нанокристаллического CVD-алмаза на монокристаллическом AlN (предварительно выращенном на кремниевой подложке), *b* — травление кремниевой подложки и *c* — выращивание монокристаллического GaN на поверхности монокристаллического AlN. На подложке из нанокристаллического алмаза получен монокристаллический нитрид галлия с шириной рентгенодифракционной кривой качания отражения (0002) 0.35°.

Гетероструктуры AlGaIn–GaN в настоящее время широко используются для формирования транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT), см., например, [1, 2]. Нитрид галлия является широкозонным материалом (ширина запрещенной зоны 3.4 eV), имеет высокое поле пробоя (до $3 \cdot 10^6$ V/cm) и дрейфовую скорость электронов (пиковое значение $3 \cdot 10^7$ cm/s, значение в насыщении $1.5 \cdot 10^7$ cm/s). В сочетании с высокой подвижностью электронов (около $2000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ при комнатной температуре) и плотностью электронов в двумерном канале (до $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) эти уникальные свойства делают структуры AlGaIn – GaN новым перспективным материалом для источников ВЧ-излучения высокого уровня мощности и мощных высокотемпературных электронных устройств, превосходящих освоенные полупроводники Si и GaAs. Оценки показывают, что в миллиметровом диапазоне длин волн по уровню мощности генераторы на GaN могут конкурировать с вакуумными устройствами при значительно меньших размерах, что может привести к масштабному изменению СВЧ-техники. Однако изготовление таких устройств требует эффективного теплоотвода мощности, выделяемой в канале транзистора. Решение этой проблемы связывается с переходом от традиционных для AlGaIn подложек сапфира и кремния к подложкам карбида кремния SiC и алмаза с гораздо более высокой теплопроводностью. Особенно эффективными могут быть подложки из алмаза: по своей теплопроводности они в 3—4 раза превосходят подложки SiC и более чем в 30 раз подложки сапфира.

CVD (chemical vapor deposition) алмаз весьма привлекателен и в качестве подложечного материала, поскольку его теплопроводность заметно выше, чем у других материалов, однако монокристаллы алмаза размером более одного дюйма и пригодные для использования в электронных приборах пока недоступны из-за слишком высокой стоимости. Более доступны нано- и микрокристаллические слои CVD-алмаза, которые по теплопроводности почти не уступают монокристаллу,

хотя очевидно, что они не могут быть использованы для эпитаксиального наращивания рабочих слоев и изготовления мощных высокочастотных приборов [1].

К настоящему времени наибольшие успехи в изготовлении структур GaN/CVD-алмаз достигнуты путем создания комбинированных составных подложек по технологии, разработанной фирмой Group 4Labs (США). Большинство известных на сегодняшний день прототипов транзисторов „AlGaIn–GaN на алмазе“ получены на подобных составных подложках [3—5]. Однако существенным неизбежным недостатком этой технологии является наличие диэлектрического переходного слоя низкого кристаллического качества и низкой теплопроводности, что не позволяет полностью реализовать потенциал алмазных подложек. Существуют работы, в которых транзисторную структуру, выращенную на подложке Si(111), переклеивают лицевой стороной на временную подложку для стравливания Si и выращивания вместо него толстого слоя нанокристаллического алмаза [6, 7]. Затем временную подложку стравливают. Такой подход позволяет получать образцы диаметром до 4 дюймов [7], однако требует технологических операций по приклеиванию и стравливанию временной подложки, которые могут нарушать поверхность транзисторной структуры или слоя GaN. В данной работе предлагается иной подход для формирования гетероструктур GaN/AlN/алмаз, без переходного слоя низкого качества или же дополнительных технологических операций по переклейке структуры на временные подложки. В работе исследовано получение монокристаллических слоев GaN на подложках из нанокристаллического CVD-алмаза (NCD) с использованием слоя монокристаллического AlN.

Основные этапы технологического процесса получения монокристаллических слоев GaN на подложках из нанокристаллического CVD-алмаза приведены на рис. 1. На первом этапе процесса на монокристаллической подложке Si(111) выращивался эпитаксиальный монокристаллический слой гексагонального AlN с ориентацией (0001) и толщиной 40—100 nm. Рост проводился в реакторе MOCVD пониженного давления с использованием в качестве источников триметилалюминия, триметилгаллия и аммиака [8]. Ширина рентгенодифракционной кривой качания отражения AlN(0002) довольно большая, $\Delta\omega \sim 1^\circ$, что характерно для тонких слоев на сильно рассогласованных подложках (рис. 2, a).

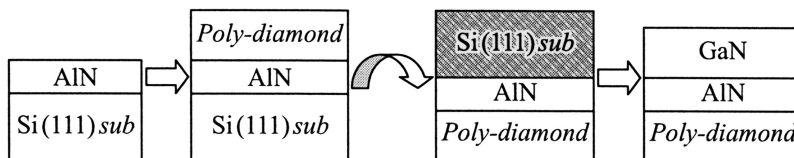


Рис. 1. Основные этапы технологического процесса получения монокристаллического слоя GaN на подложке из нанокристаллического CVD-алмаза

На втором этапе на поверхности монокристаллического AlN выращивалась пленка CVD-алмаза толщиной порядка 300 nm. Использован CVD-реактор на частоте 2.45 GHz [9], рабочая смесь $H_2 + CH_4$. Структура пленки была аналогична

описанной в работе [10]. Исследование свойств образца 1357 — структуры NCD/AlN/Si(111) — приведено на рис. 2, *a*. Рентгеновский анализ образцов проводился на дифрактометре Bruker D8 Discover. На дифрактограмме видны пики подложки Si(111), эпитаксиального слоя AlN(0002) и пик поликристаллического алмаза C(111). Размер кристаллитов в алмазной пленке составлял порядка 30—40 нм (рис. 2, *b*). Согласно существующей терминологии, поликристаллический алмаз с кристаллитами таких размеров принято называть нанокристаллическим CVD-алмазом.

На рис. 2, *c* приведены профили концентраций различных элементов в образце 1357 (структуры NCD/AlN/Si(111)), измеренные методом ВИМС (SIMS). Использовалась установка TOF.SIMS 5 фирмы IONTOF. Для измерения глубины кратеров травления структур и нормировки шкалы глубины анализа был использован интерферометр Talysurf CCI 2000. Из рис. 2, *c* видно, что толщина пленки нанокристаллического алмаза около 400 нм, а толщина слоя AlN менее 100 нм. Основной примесью в пленке нанокристаллического алмаза является водород. После анализа структуры NCD/AlN/Si(111) проводилось доращивание алмазной пленки до толщины более 10 мкм.

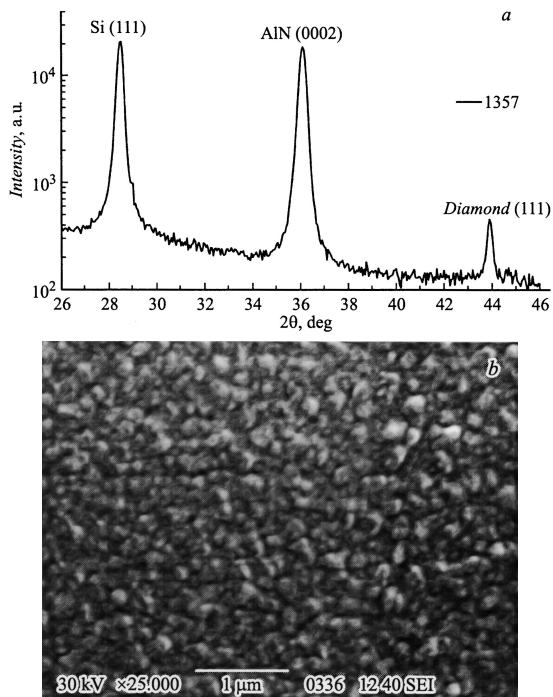


Рис. 2. Исследование образца 1357 — NCD/AlN/Si(111): *a* — рентгеновская дифрактограмма, *b* — SEM-изображение поверхности нанокристаллического алмаза, *c* — профили распределения по глубине различных элементов, полученные методом ВИМС

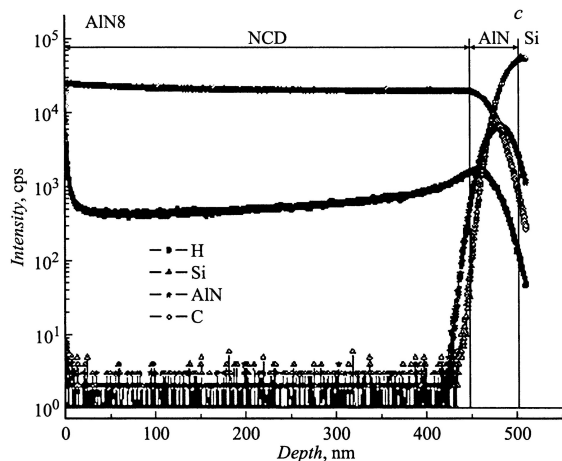


Рис. 2 (продолжение)

На третьем этапе подложка Si стравливалась до слоя AlN методом селективного жидкостного травления. На последнем этапе в реакторе MOCVD на очищенной травлением поверхности AlN выращивался гетероэпитаксиальный монокристаллический слой GaN толщиной 500 nm. Таким образом, формировалась структура с монокристаллическими слоями GaN/AlN на подложке из нанокристаллического CVD-алмаза.

Для дальнейшего формирования приборных структур крайне важно кристаллическое качество слоев GaN. Поскольку слой AlN на границе с кремнием обычно имеет низкое совершенство, которое улучшается с толщиной, а в нашем случае рост толстого слоя GaN проводился как раз на поверхности, изначально граничившей с кремниевой подложкой, важно проверить, что слой GaN имеет приемлемое структурное качество. Исследование полученных слоев на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover показало, что слои GaN эпитаксиально сопряжены с AlN и имеют ширину рентгенодифракционной кривой качания (0002) менее 1°. Для улучшения структурного совершенства слоя GaN была проведена попытка роста с использованием дополнительного низкотемпературного буфера. На рис. 3 приведены кривые качания отражения (0002) слоев GaN для двух образцов — с низкотемпературным буфером (1418) и без него (1417). При одинаковой ширине кривой качания отражения (0002) подслоя AlN (~ 1.5°) ширина кривой качания слоя GaN в образце с буфером составляет 0.35°, а в образце без буфера — 1°. Использование низкотемпературного буфера и увеличение толщины GaN позволит получать буферные слои GaN/AlN/NCD, пригодные для дальнейшего роста транзисторных структур.

Таким образом, в работе созданы монокристаллические слои GaN/AlN на нанокристаллической алмазной подложке. Использование дополнительного низкотемпературного буфера улучшает их кристаллическое качество, что указывает на

перспективность использованного подхода. Предложенный подход не содержит таких дополнительных технологических операций, как переклейка структуры на временную подложку или изготовление составной подложки. Особенностью метода является то, что рост слоя GaN осуществляется уже на готовой структуре AlN/NCD и основная часть приборной структуры может быть выращена в одном технологическом процессе без последующих дополнительных операций. Показано, что полученные данным методом слои GaN на подложке нанокристаллического алмаза по качеству сопоставимы с GaN/Si(111).

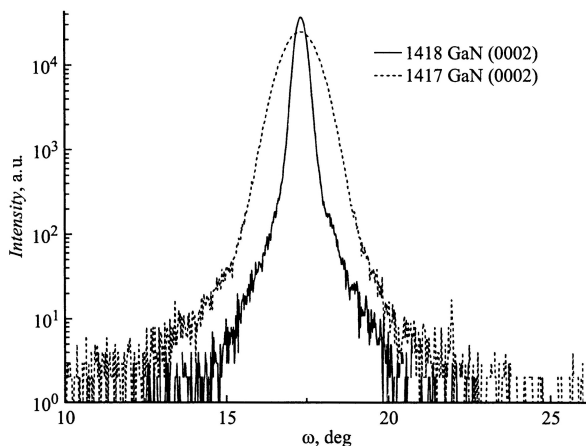


Рис. 3. Кривые качания отражения (0002) GaN для образцов 1417, 1418 (с низкотемпературным буфером)

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

Литература

1. Васильев А. Г., Колковский Ю. В., Концевой Ю. А. СВЧ приборы и устройства на широкозонных полупроводниках. М.: Техносфера, 2011.
2. Федоров Ю. Электроника: НТБ. 2011. Т. 2. С. 92.
3. Diduck Q., Felbinger J., Eastman L. F. et al. // Electron. Lett. 2009. V. 45. P. 14.
4. Cho J., Li Z., Bozorg-Grayeli E. et al. // IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology. 3013. V. 3. P. 79.
5. Felbinger J. G., Chandra M. V. S., Sun Y. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2007. V. 28. P. 948.
6. Via G. D., Felbinger J. G., Blevins J. et al. // Phys. Status Solidi. C. 2014. V. 11. N 3–4. P. 871.
7. Francis D., Faili D., Babić D. et al. // Diamond Relat. Mater. 2010. V. 19. P. 229.
8. Хрыкин О. И., Бутин А. В., Гапонова Д. М. и др. // ФТП. 2005. V. 39. P. 21.
9. Алтухов А. А., Вихарев А. Л., Горбачев А. М. и др. // ФТП. 2011. Т. 45 (3). С. 403.
10. Духновский М. П., Куликов Е. Н., Ратникова А. К. и др. // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2013. Т. 3 (518). С. 40.

NANOMETRIC DIAMOND DELTA DOPING WITH BORON

James E. Butler^{1,2}, *Anatoly Vikharev*¹, *Alexei Gorbachev*¹, *Mikhail Lobaev*¹,
*Anatoly Muchnikov*¹, *Dmitry Radischev*¹, *Vladimir Isaev*¹, *Valerii Chernov*¹,
*Sergey Bogdanov*¹, *Mikhail Drozdov*³, *Evgeniy Demidov*³, *Ekaterina Surovegina*³,
*Vladimir Shashkin*³, *Albert Davidov*⁴, *Haiyan Tan*⁴, *Louisa Meshi*^{4,5},
*Alexander C. Pakpour-Tabrizi*⁶, *Marie-Laure Hicks*⁶, *Richard B. Jackman*⁶

¹ Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

² St. Petersburg Electrotechnical University (LETI), St. Petersburg, Russia

³ Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

⁴ National Institute of Standards and Technology, Materials Science and Engineering Division,
Gaithersburg MD, USA

⁵ Ben Gurion University, Department of Materials Engineering, Beersheba, Israel

⁶ London Centre for Nanotechnology and the Department of Electronic and Electrical Engineering,
University College London, UK

Phys. Status Solidi RRL. 2016. DOI 10.1002/pssr.201600329

Diamond is desired for active semiconducting device because of its high carrier mobility, high voltage breakdown resistance, and high thermal diffusivity. Exploiting diamond as a semiconductor is hampered by the lack of shallow dopants to create sufficient electronic carriers at room temperature. In this work, nanometer thick, heavily boron doped epitaxial diamond “delta doped” layers have been grown on ultra smooth diamond surfaces which demonstrate p type conduction with enhanced Hall mobilities of up to $120 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ and sheet carrier concentrations to $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, thus enabling a new class of active diamond electronic devices.

1. Introduction

Diamond is desired as a material for high voltage, high frequency, high power active and passive electronic devices because of its superlative materials properties [1], including high electronic carrier mobilities [2], high breakdown field strength [3], high thermal diffusivity [4], matrix for quantum devices, and diverse other optical, chemical, materials properties [5]. However, a major barrier to exploiting diamond for active electronic applications has been the lack of dopants with a sufficiently low thermal activation energy barrier to create an adequate concentration of electronic carriers at room temperature. While there are many known defect and impurity states in the wide bandgap (5.45 eV) of diamond, several of which can act as donors or acceptors of electronic charge, only boron [1, 6] (creating an acceptor state) and phosphorous (creating a donor state) [7] have been demonstrated as redopant, has the smallest activation energy of 0.37 eV at low doping concentrations ($< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). This value still means that only a fraction of the boron present is activated at room temperature leading to relatively low concentrations of free carriers. Increasing the boron concentration reduces this activation energy, and at ca. $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ the metal-to-insulator transition point occurs [8] and a fully-activated impurity band is formed via the quantum tunneling of holes between neighboring boron acceptor states [9]. Unfortunately, as the activation energy of holes decreases so does carrier mobility, not only because of the increased impurity scattering

but also due to the onset of a low-mobility, hopping-like conduction. The resulting material is one that has sub-unity carrier mobility and typical sheet carrier densities in excess of that which are readily controlled by a typical field effect transistor (FET) [10]. In this work we demonstrate two-dimensional conduction with both high mobility and sheet carrier concentration by introducing nanometer thick boron “delta doped layers” in to intrinsic or p^- material (p^- here defined as a boron concentration of less than 10^{17} cm^{-3}) epitaxially grown diamond films with high mobility.

A well-known solution to creating BOTH high mobility AND high carrier concentrations for electronic materials in two dimensions is “nanometric delta-doped” layers [11]: nanometer thick, heavily doped layers (boron in our case) adjacent to high mobility intrinsic or p^- material where a fraction of the carriers created by the heavily ionized dopant layer reside in the adjacent high mobility layer. Similar two-dimensional carrier conductivity has been observed on hydrogen terminated diamond surfaces with negative electron affinity. These surfaces create a subsurface two-dimensional hole gas [12] by electron transfer to adsorbates, but since they display stability issues, they will not be discussed further in this work.

The success of “delta doping” requires the epitaxial growth of very thin (1 to 2 nm) heavily doped “delta layer” (preferably above the insulator to metal transition, ca. $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ for boron in diamond) [8] and abrupt interfaces between the “delta layer” and the high mobility intrinsic or p^- layer [13]. In addition, the interfaces must be atomically smooth to minimize carrier scattering.

Recent reports from three experimental studies provide an in-depth discussion of their observations and implications. Balmer et al. [14] interpret measurements on uncapped, surface boron doped “delta layers” with a two carrier type model, but present no data showing the expected enhanced mobilities and sheet carrier concentrations. They also point out the mobilities measured by the Hall effect will overestimate the channel mobility in a working device. Scharpf et al. [15] demonstrate a boron doped solution gated field effect transistor based on an uncapped surface “delta layer”, with adequate sheet carrier density, but a channel mobility of $0.1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ which they attribute to poor lateral homogeneity and interrupted morphology of the “delta layers”. Chicot et al. [16] present results on buried boron doped “delta layers” of varying thicknesses ranging from $< 2 \text{ nm}$ to 35 nm which were capped with 30 nm to 65 nm of undoped diamond. They also summarize the published literature reports of mobilities and sheet carrier concentrations along with their results (Ref. [16], Table IV), which are reproduced in Table 1 below. All of their measured carrier mobilities were in the range of $1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ to $4.4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ which is typical of bulk diamond doped above the metal insulator transition of $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. The desired values in “delta doped” layers are greater than $100 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ for mobility, and $> 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ for sheet carrier concentrations.

In this Letter, significant progress in growth and characteristics of diamond nanometric thick “delta doping” with boron is shown, demonstrating both enhanced room temperature Hall effect mobilities and carrier concentrations over the previous experimental reports. The adopted approach employs: ultra-smooth diamond substrates (R_a/S_a less than 0.3 nm) (R_a is the arithmetic average of surface profile along a line, and S_a is the

Table 1

Sheet carrier concentrations, room temperature mobilities, and resistance of the samples grown for this work and measured at UCL and IPM. Additional measurements reported in the literature are also presented. Entries shown in italics are not directly relevant as the conduction is likely dominated by the bulk p-buffer and cap regions based on the thermal activation energy measurement as discussed in the referenced papers

source	sample label	P_s (cm^{-2})	mobility at $T = 300 \text{ K}$ (cm^2/Vs)	resistance (Ω/sq)
<i>UCL</i>	<i>S16</i>	5.00×10^{11}	<i>750</i>	<i>16455</i>
UCL	S19	1.00×10^{12}	90	33131
UCL	S18	4.00×10^{12}	10	182310
IPM	S09	6.50×10^{11}	240	40000
IPM	S21	6.50×10^{13}	16	6600
IPM	S23	1.00×10^{13}	99	6000
IPM	E35-14	1.30×10^{13}	120	4000
IPM	S24	6.40×10^{13}	92	1100
IPM	S12	5.10×10^{13}	17	7000
IPM	S12-1	6.00×10^{13}	18	5300
<i>Ref. [22]</i>	<i>1</i>	1.40×10^{13}	<i>54.6</i>	
Ref. [22]	2	1.60×10^{14}	3.3	158000
Ref. [22]	3	4.40×10^{15}	2.9	
Ref. [22]	4	2.30×10^{15}	4.4	
Ref. [16]	5	3.20×10^{14}	3.3	15000
Ref. [16]	6	3.20×10^{13}	1	
Ref. [16]	7	1.40×10^{14}	3.8	50000
Ref. [16]	8	1.80×10^{14}	3.1	
Ref. [16]	9	6.0×10^{14}	3.7	
Ref. [16]	10	2.20×10^{13}	0.6	
<i>Ref. [14]</i>	<i>348</i>	3.70×10^{12}	<i>35.4</i>	
<i>Ref. [14]</i>	<i>366</i>	1.00×10^{16}	<i>3.8</i>	
<i>Ref. [14]</i>	<i>385</i>	1.20×10^{11}	<i>679.8</i>	
<i>Ref. [14]</i>	<i>459</i>	4.30×10^8	<i>438.1</i>	<i>126000</i>
<i>Ref. [23]</i>	<i>A</i>	1.40×10^{15}		
<i>Ref. [23]</i>	<i>B</i>	8.00×10^{12}	<i>9.8</i>	
<i>Ref. [23]</i>	<i>C</i>	1.20×10^{13}	<i>13.3</i>	
Ref. [15]	S	2.40×10^{13}	0.1	

average over an area), a custom built microwave plasma assisted chemical vapor deposition (CVD) reactor with laminar flow and fast gas switching [17], very slow growth rates, smooth epitaxial films, and chemically gettering residual boron in the reactor when growing intrinsic/lightly doped material by adding H₂S to form gaseous boron sulfur compounds [18].

2. Experimental

The single crystal diamond substrates used in these experiments were type IIa (no nitrogen detectable by IR absorption spectroscopy) obtained from New Diamond Technology (St. Petersburg Russia) and the Technological Institute for Superhard and Novel Carbon Materials (Troitsk, Moscow, Russia). Their size was either 3 × 3 × 0.5 mm or 3.5 × 3.5 × 0.5 mm with major polished faces nominally (100). The samples displayed little or no birefringence when viewed between crossed polarizers. These samples were repolished mechanically to a surface roughness, R_a , of 0.3 nm or less, typically 0.1 nm over areas of 80 × 80 μm for S_a , and lines of over 1 mm for R_a , and then etched in an inductively coupled reactive ion etcher (Oxford Instruments, Plasmalab 80) to remove polishing damage in the top ca. 4–5 μm [19]. The CVD reactor was a custom designed [17] specifically for the “delta doping” growths with nearly laminar flow and rapid switching of the reactant gas mixtures to achieve abrupt interfaces. Typical growth conditions employed a flow of 900 sccm hydrogen (Pd diffusion cell purified), 1.4 sccm methane (ultra-pure, 99.999%), 6 to 17 sccm of 0.1% B₂H₆ diluted in hydrogen, and 6 to 14 sccm of 0.1% H₂S diluted in hydrogen. Typical growth rates were determined by SIMS-SP, see Fig. 1, to be between 30 and 90 nm/hour. The total gas pressure was 30 to 50 Torr and the microwave power was 1.5 kW. Transmission electron microscope (TEM) images were recorded aligned to the diamond [110] axis. TEM sample preparation was performed in Helios FEI FIB. To keep the surface layer undamaged, it was coated by platinum. TEM investigation was carried out on 300 kV FEI titan. SIMS-SP was performed in an IONTOF TOF.SIMS-5 using Cs⁺ ions (1 keV) for sputtering, and Bi⁺ ions (25 keV) for probing. It was found out that for smooth (root mean square deviation $R_a < 1$ nm) surfaces the using of 1 keV energy sputtering ions allows to obtain depth resolution of 1.2–2 nm for the most of investigated structures.

Room temperature Hall measurements were carried out in van der Pauw geometry after an acid cleaning process (boiling in conc. sulfuric and nitric acids with added KNO₃) known to leave oxygen moieties on the diamond surface to minimize any contribution from a hydrogen surface conductive channel. At IPM, indium Ohmic contacts were deposited at 180 degrees Celsius, not only on the surface but also to the end pads. This provided satisfactory electrical contacts to the delta layer with stable characteristics without additional annealing and allows the Hall measurements with small errors. At UCL, Ohmic contacts were made with silver epoxy annealed at 70 °C. Measurements were made in a Lakeshore 7500 series Hall effect probe or a homemade system with a stabilized current source 10⁻⁶–10⁻³ A. Measurements were performed in magnetic fields of up to 1 T with both polarities.

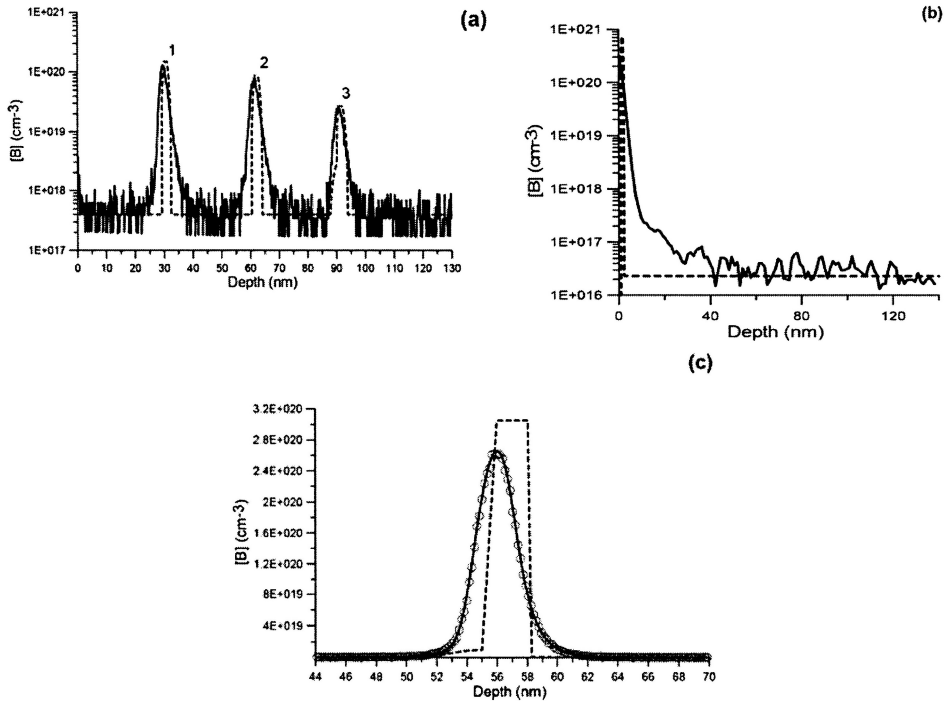


Fig. 1. (a) Boron concentration profiles determined by SIMS-SP (solid line); boron concentration profiles recovered using analytical depth resolution function (dashed line). Methane flow is 1.4 sccm. B/C ratio 18570 ppm (1), 12860 ppm (2), 8570 ppm (3). The profile is for sample S32. (b) Boron concentration profiles determined by SIMS-SP (solid line) for an uncapped delta layer grown on 200 nm p⁻ epilayer, sample S38; boron concentration profiles recovered using analytical depth resolution function (dashed line), thickness is 1.2 nm and maximum concentration is $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. (c) SIMS-SP profile of a single “delta layer” (open circles), Sample S27, and the boron concentration profiles recovered using analytical depth resolution function (dashed line), and resulting fit profile (solid line)

Capacitance–voltage measurements were performed on sample Tr06 with two “delta layers” and an underlying heavily doped layer. Mesa structures of diameters 25 to 400 μm were formed by lithographic masking and etching down to the heavily boron doped layer. Ohmic contacts were formed after etching on the heavily doped layer p⁺⁺ layer by deposition of Ti/Mo/Au metallization and annealing. Schottky contacts were formed on the top of the mesas with Cr/Al metallization. Measurement of static current–voltage characteristics was performed using a Keithley 4200-SCS system. The capacitance–voltage characteristics were measured on an Agilent E4980A Precision LCR meter, over the frequency range 20 Hz to 2 MHz, with a 50 mV amplitude of the test signal. C–V profiling was performed at a frequency for which no observed frequency dispersion was observed in our structures (< 100 kHz).

3. Results

Figure 1(a) presents the boron concentration as a function of depth from the final surface measured by secondary ion mass spectrometry sputter profiling (SIMS-SP) for a 3 “delta layer” structure used as an example in determining growth rates and peak boron incorporation rates. Analysis of the boron profiles of delta-layers by SIMS was carried out in the mode of maximum dynamic range. This mode provides the best resolution in depth. However, the noise level in this mode is more than $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Well separated “delta layers” of approximately 2 nm width are shown, capped and separated by 20 to 30 nm of p^- doped diamond with boron levels below $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. To determine the level of background boron doping between the layers more accurately, we used another mode with longer signal accumulation and a slow sputtering rate. Figure 1(b) shows the SIMS depth profile from a sample with a surface delta-layer, and similarly grown p^- buffer layer over 200 nm thick. As can be seen from the figure, the background boron concentration in the p^- grown layer is less than $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, and the peak concentration in this delta layer exceeded $6 \times 10^{20} \text{ B} \cdot \text{cm}^{-3}$. Figure 1(c) presents the results of deconvoluting the SIMS-SP profile of the boron concentration of a single “delta layer” of thickness ca. 2 nm as a function of the depth from the surface using a SIMS-SP instrument function [20]. The resolution of SIMS-SP is limited by many factors [21] and may not be sufficient to show the abruptness of the interfaces.

Examination of focused ion beam (FIB) thinned portions of one of our “delta doped” samples by electron diffraction and transmission electron microscopy (TEM) confirms the [001] direction of our epitaxial growth, as shown in Fig. 2. It should be noted that due to the epitaxial relationship, similarity in atomic numbers of C (12) and B (13), maximum boron concentration of less than 0.1%, and lack of significant structural defects, the interfaces between the buffer layer, substrate, “delta layer”, and cap layer are not visible in the figure. Shown in the figure are the positions expected for the epitaxial layers based on the expected growth rates of each layer. At lower magnifications (not shown) some additional contrast does appear in the “delta doped” area, probably due to strain.

The ultimate test of the success of “delta doping” has to be in electrical measurements. We report here our initial room temperature measurements of carrier concentrations and mobilities by the Hall effect (van der Pauw configuration) on the whole samples containing single delta layers of thickness between 1.8 and 2.8 nm and capped with a buffer layer. Capacitance–voltage ($C-V$) depth profiling of mesa isolated structure has also been measured. The results of measurements of the room temperature Hall effect mobilities and carrier concentrations using the van der Pauw geometry of our initial set of samples by 2 participating laboratories is reported in Table 1. Also reported in this table are the published measurements of several previous experimental efforts. The most notable thing is that the carrier mobilities of the samples grown in this work exceed those of all the previous reports on similar samples by over an order of magnitude (the non-italised entries in Table 1), and the related resistances are also over an order of magnitude lower. The italicised entries are for data which may be compromised by contributions dominated by the bulk, lightly doped regions of the sample and not because of conduction adjacent to the delta doped layer as discussed later.

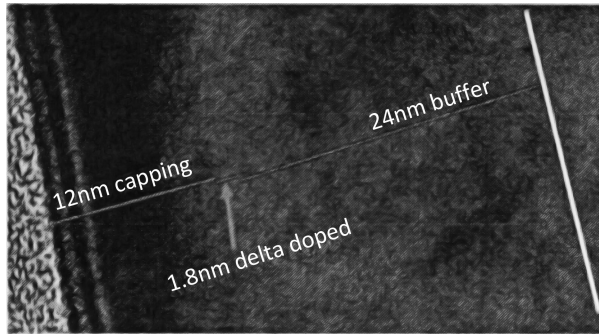


Fig. 2. Transmission electron micrograph image of a focused ion beam thinned section of a sample with a single “delta layer” sandwiched between intrinsic/lightly doped buffer and capping layers on a single crystal substrate. The electron beam was normal to the [110] crystallographic direction and the epitaxial growth direction was normal to the (001) crystallographic plane. The annotation of the layer positions is solely based on the expected growth rates (see text for explanation)

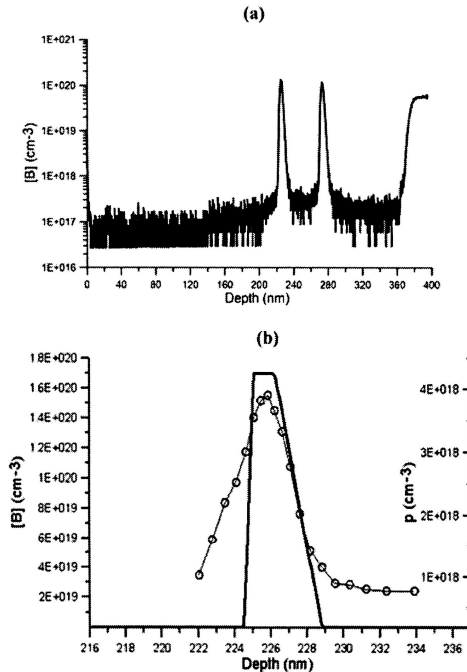


Fig. 3. (a) SIMS-SP of the boron concentration of sample Tr06 containing 2 “delta layers”. The sample was grown on a 3 μm thick heavily boron doped layer grown on a type 1b HPHT substrate. (b) Comparison of boron concentration profile recovered using analytical depth resolution function (solid line) and hole profiles extracted from $C-V$ analysis measured at room temperature (circles), Tr06

Figure 3(a) presents a SIMS-SP of the boron concentration in sample Tr06 where 2 separate “delta layers” were grown over an intrinsic/lightly doped buffer layer on a heavily boron doped layer. Figure 3(b) presents the results of capacitance versus voltage measurements on mesa structures showing the apparent profile of the hole concentration in one “delta layer”. Note that the measured hole concentration outside the “delta layer” is more than an order of magnitude above the residual boron concentration measured by SIMS-SP of less than $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

4. Discussion

There are many parallel electrical conduction paths possible in a sample with a capped single delta layer. These consist of conduction on the surface, in the bulk p^- doped capping layer, in the heavily doped “delta layer”, in the p^- layers on either side and adjacent to the “delta layer”, in the bulk p^- doped buffer layer, and in the diamond substrate. Surface conduction is easily prevented by oxidation of the diamond surface, but all other paths cannot be ignored. Conduction in the heavily doped “delta layer” is characterized by low mobilities and high carrier concentrations, typically $3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ to $5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ and 10^{20} cm^{-3} . Conduction in the CVD grown bulk p^- doped layers should have high mobilities, greater than $1000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, but low carrier concentrations and thermal activation energies between 0.2 eV and 0.37 eV [2]. Conduction in the diamond substrate may vary depending on the unintentional doping of the HPHT substrate with B and N, but generally, these substrates are insulating.

For Hall effect measurements with room temperature sheet carrier concentrations below 10^{12} cm^{-2} , the dominant conduction path is likely the high mobility bulk p^- buffer and capping layers, while for carrier concentrations above 10^{14} cm^{-2} , the dominant contribution is from conduction in the low mobility, heavily doped “delta layer”. Hence the region of Table 1 relevant to the enhanced mobility and carrier concentration is the non-italised entries between 10^{12} cm^{-2} and 10^{14} cm^{-2} sheet carrier concentrations. Sample 1 of ref. had relatively thick delta and buffer p^- layers and gave a room temperature mobility of 54.6. Its temperature dependence above 150 K was dominated by the thermally activated carriers from the bulk p^- layers, hence our italicizing its entry in Table 1. Note that almost all our initial Hall effect measurements exceed the previously reported values by over an order of magnitude. It is also clear from the SIMS-SP data (Figs. 1 and 3) and the $C-V$ data (Fig. 3), that the boron concentrations in the current “delta doped” layers reported here have not always achieved peak concentrations above the metal insulator transition limit ($5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Hence our measured sheet carrier densities could increase by as much as an order of magnitude in future growths, and thus lower the channel resistance by an order of magnitude.

The Hall effect measurements and the $C-V$ data presented here are encouraging indicators of the success of this approach to growth of effective “delta doped” layers. Yet there is still much work to be done to clearly demonstrate the enhancement necessary for functioning active electronic devices. As pointed out by previous researchers, the Hall effect mobilities overestimate the actual channel mobilities in a device [14]. We are in the

process of fabricating and testing Hall-bar structures to more precisely determine the local properties on a scale similar to a device structures. Measuring the temperature dependence (activation energy) of the carrier concentrations will assist in identifying the conduction paths measured by the Hall effect. We are also fabricating and testing various field effect transistor structures to determine actual channel mobilities, conductivity, and gate pinch off. We view the successes presented here as just an initial step toward enabling a class of active electronic devices based on the superlative properties of diamond.

Acknowledgements

This work was supported by Act 220 of the Russian Government (Agreement no. 14.B25.31.0021 with the host organization IAP RAS). Specific commercial equipment, instruments, and materials that are identified in this report are listed to adequately describe the experimental procedure and are not intended to imply endorsement or recommendation by the National Institute of Standards and Technology (NIST). Alexander Kolyadin and Irakli Aneli of New Diamond Technology (St. Petersburg Russia) are thanked for their assistance in sample preparation technologies. RBJ is grateful to the UKs Engineering and Physical Sciences Research Council (EPSRC) for financial support (EP/H020055/1 and EP/N004159/1) and the EC Horizon 2020 programme for the award of the project “GREENDIAMOND” (research and innovation programme under grant agreement No. 640947), which also supports the work of ACP-T and M-L H. M-LH acknowledges EPSRC and UCL for the award of a PhD studentship. A.V.D. acknowledges the support of Material Genome Initiative funding allocated to NIST. Arkady Murel is thanked for useful discussion of results and interpretations of CV measurements and P. A. Yunin is thanked for assistance with the SIMS recovery procedure.

References

1. *J. E. Field*, Properties of Natural and Synthetic Diamond (Academic Press, London 1992).
2. *M. Gabrysch, S. Majdi, D. J. Twitchen, and J. Isberg*, *J. Appl. Phys.* **109**, 4 (2011).
3. *P. Muret, P. N. Volpe, T. N. Tran-Thi, J. Pernot, C. Hoarau, F. Omnes, and T. Teraji*, *Diam. Relat. Mater.* **20**, 285 (2011).
4. *T. R. Anthony, W. F. Banholzer, J. F. Fleischer, L. H. Wei, P. K. Kuo, R. L. Thomas, and R. W. Pryor*, *Phys. Rev. B* **42**, 1104 (1990).
5. *R. S. Balmer, J. R. Brandon, S. L. Clewes, H. K. Dhillon, J. M. Dodson, I. Friel, P. N. Inglis, T. D. Madgwick, M. L. Markham, T. P. Mollart, N. Perkins, G. A. Scarsbrook, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, J. J. Wilman, and S. M. Woollard*, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 364221 (2009).
6. *M. Werner, R. Job, A. Zaitzev, W. R. Fahrner, W. Seifert, C. Johnston, and P. R. Chalker*, *Phys. Status Solidi A* **154**, 385 (1996).
7. *S. Koizumi, T. Teraji, and H. Kanda*, *Diam. Relat. Mater.* **9**, 935 (2000).
8. *T. Klein, P. Achatz, J. Kacmarcik, C. Marcenat, F. Gustafsson, J. Marcus, E. Bustarret, J. Pernot, F. Omnes, B. E. Sernelius, C. Persson, A. F. da Silva, and C. Cytermann*, *Phys. Rev. B* **75**, 165313 (2007).
9. *E. Bustarret, P. Achatz, B. Sacepe, C. Chapelier, C. Marcenat, L. Ortega, and T. Klein*, *Philos. Trans. R. Soc. A* **366**, 267 (2008).
10. *A. Denisenko and E. Kohn*, *Diam. Relat. Mater.* **14**, 491 (2005).
11. *E. F. Schubert*, Delta-doping of Semiconductors (Cambridge University Press, 1996).
12. *C. I. Pakes, J. A. Garrido, and H. Kawarada*, *MRS Bull.* **39**, 542 (2014).
13. *A. Fiori, J. Pernot, E. Gheeraert, and E. Bustarret*, *Phys. Status Solidi A* **207**, 2084 (2010).

14. R. S. Balmer, I. Friel, S. Hepplestone, J. Isberg, M. J. Uren, M. L. Markham, N. L. Palmer, J. Pilkington, P. Huggett, S. Majdi, and R. Lang, *J. Appl. Phys.* **113**, 033702 (2013).
15. J. Scharpf, A. Denisenko, C. I. Pakes, S. Rubanov, A. Bergmaier, G. Dollinger, C. Pietzka, and E. Kohn, *Phys. Status Solidi A* **210**, 2028 (2013).
16. G. Chicot, A. Fiori, P. N. Volpe, T. N. T. Thi, J. C. Gerbedoen, J. Bousquet, M. P. Alegre, J. C. Pinero, D. Araujo, F. Jomard, A. Soltani, J. C. De Jaeger, J. Morse, J. Hartwig, N. Tranchant, C. Mer-Calfati, J. C. Arnault, J. Delahaye, T. Grenet, D. Eon, F. Omnes, J. Pernot, and E. Bustarret, *J. Appl. Phys.* **116**, 13 (2014).
17. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, A. B. Muchnikov, D. B. Radishev, V. A. Isaev, V. V. Chernov, S. A. Bogdanov, M. N. Drozdov, and J. E. Butler, *Phys. Status Solidi RRL* **10**, 324 (2016).
18. S. C. Eaton, A. B. Anderson, J. C. Angus, Y. E. Evstefeeva, and Y. V. Pleskov, *Electrochem. Solid State Lett.* **5**, G65 (2002).
19. A. B. Muchnikov, A. L. Vikharev, J. E. Butler, V. V. Chernov, V. A. Isaev, S. A. Bogdanov, A. I. Okhapkin, P. A. Yunin, and Y. N. Drozdov, *Phys. Status Solidi A* **212**, 2572 (2015).
20. S. Hofmann, Y. Liu, J. Y. Wang, and J. Kovac, *Appl. Surface Sci.* **314**, 942 (2014).
21. A. Fiori, F. Jomard, T. Teraji, G. Chicot, and E. Bustarret, *Thin Solid Films* **557**, 222 (2014).
- C. Mer-Calfati, N. Tranchant, P. N. Volpe, F. Jomard, S. Weber, P. Bergonzo, and J. C. Arnault, *Mater. Lett.* **115**, 283 (2014).
22. G. Chicot, T. Tran Thi, A. Fiori, F. Jomard, E. Gheeraert, E. Bustarret, and J. Pernot, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 162101 (2012).
23. R. Edgington, S. Sato, Y. Ishiyama, R. Morris, R. B. Jackman, and H. Kawarada, *J. Appl. Phys.* **111**, 033710 (2012).

LOW-BARRIER MOTT DIODES WITH NEAR-SURFACE POLARIZATION-INDUCED δ -DOPING

*N. V. Vostokov*¹, *M. N. Drozdov*¹, *O. I. Khrykin*¹, *P. A. Yunin*^{1,2},
*V. I. Shashkin*¹

¹ Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Gagarin Avenue, Nizhny Novgorod, Russia

Applied Physics Letters. 2020. Vol. 116. Art. 013505

The possibility of a controlled decrease in the effective height of the Schottky (Mott) barrier to the AlGa_N/Ga_N (Ga-face polarity) heterostructure due to the modification of the shape of the barrier by the electric field of the polarization charge arising in the plane of the heterojunction because of the jump in electric polarization is experimentally shown. A decrease in the effective barrier height is related to an increase in the role of electron tunneling through the barrier. The effective barrier height can be controlled by varying the thickness and chemical composition of the AlGa_N layer and choosing the metal of the barrier contact. Test low-barrier Mott Ti/AlGa_N/Ga_N diodes demonstrating high values of the ampere-watt sensitivity (9 A/W) for a low specific differential resistance ($4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$) at zero bias have been manufactured.

In recent decades, wide-gap nitride semiconductors have attracted great attention in connection with the prospects of their application in optoelectronics and in power and microwave electronics. The thermodynamically stable phase of semiconductor compounds (Ga, Al, In)N is a wurtzite-type hexagonal structure [1, 2]. The wurtzite symmetry group admits the existence of a polar direction along the *c* axis of the hexagonal lattice, to which electrical polarization is related in the crystal. The polarization is directed from the nitrogen atom to the metal atom and increases in absolute value in the GaN, InN, and AlN series. In an inhomogeneous sample and in a sample of finite dimensions, the presence of polarization leads to the appearance of an electric field, band bending, and a redistribution of charge carriers. In pseudomorphic heterostructures, spontaneous polarization of semiconductor layers is supplemented by their piezoelectric polarization associated with elastic deformation of the crystal lattice of the pseudomorphic layer. The polarization effects in wide-gap nitrides are much stronger than those in other semiconductors and can be used as an additional degree of freedom in the development of instrument heterostructures based on these materials [3].

The best known example is a high electron mobility transistor (HEMT) based on an AlGa_N/Ga_N heterojunction. The positive polarization charge arising in the plane of the heterojunction due to a polarization jump forms a potential well that accumulates a two-dimensional electron gas (2DEG) even in the absence of doping by a donor impurity. The layer electron density in 2DEG can be $>10^{13} \text{cm}^{-2}$ [4], which significantly exceeds the values observed in the heterostructures based on other III–V semiconductors.

Another possibility for control of the band structure is related to the formation of layers of ternary compounds of nitrides with a smoothly varying chemical composition, which leads to the appearance of inhomogeneous polarization and bulk polarization

charge in the semiconductor. Using the AlGa_N/Ga_N gradient heterojunction, the concept of polarization-induced bulk electron doping of the field-effect transistor channel is implemented [5, 6]. In Refs. [7] and [8], the gradient InGa_N and AlGa_N layers form a barrier-free potential between the contact layer and the 2DEG channel of the field-effect transistor in the Ohmic contacts of the source and drain.

A serious problem in creating bipolar devices based on nitrides is the formation of semiconductor layers with p-type conductivity and Ohmic contacts to them. The most suitable acceptor dopant Mg has a large ionization energy, namely, 160 meV in Ga_N and 510 meV in Al_N [9]. The maximum hole concentration attainable in p-Ga_N: Mg is relatively small and amounts to about 10^{18} cm^{-3} . One possible way to solve this problem is to create hole conductivity using polarization-induced bulk doping. This approach has successfully been employed in the development of various nitride devices [10–14]. In Ref. [15], the principle of polarization-induced δ -doping is used to create Ohmic contacts to p-type nitride structures.

Polarization effects can be used to form potential barriers in diode heterostructures. In Ref. [16], the negative polarization charge of the InGa_N/Ga_N heterojunction modifies the shape of the Schottky barrier of the varactor diode, which leads to an increase in the effective height of the barrier, reduces the leakage current, and increases the breakdown voltage. Reference [17] is devoted to the creation of a hetero-structured nitride counterpart of a planar doped barrier diode. The negative polarization charge induced at the Ga_N/AlGa_N heterointerface is used to create a barrier in the diode heterostructure. In the present paper, the possibility of a controlled decrease in the effective height of the Mott (Schottky) Ga_N-based barrier due to the polarization effect is experimentally shown.

Schottky (Mott) barrier diodes are the most common nonlinear elements in uncooled microwave receivers and RF-DC converters [18, 19]. These diodes are widely used in mixing and rectifier circuits. Somewhat less frequently, Schottky diodes are used as quadratic and video detectors [20]. To ensure high sensitivity during detection, it is needed to reduce the effective height of the Schottky barrier to values that do not allow use of constant bias. This simplifies the design of the receiver and reduces noise due to the absence of a DC bias current. As an example, we mention GaAs low-barrier Mott diodes with near-surface isotopic δ -doping [21, 22]. Lowering the effective barrier height reduces the required power level of the local oscillator in the mixing mode [23] and increases the efficiency of RF-DC conversion at low levels of the microwave signal power in the rectifying mode [24, 25].

The structure of our low-barrier Mott diode is shown in Fig. 1. The diode consists of a heavily doped n^+ -Ga_N contact layer 2 μm thick on the bottom, followed by an undoped i-Ga_N layer 120 nm thick, then an undoped i-AlGa_N layer with the thickness of $d = 1\text{--}3$ nm, and a metal layer of the barrier contact (Ni or Ti) on top. The heterostructure has a Ga-face polarity. The positive polarization charge located in the plane of the Ga_N/AlGa_N heterointerface forms a potential relief with a tunnel-transparent trapezoidal barrier at the boundary with the metal, which reduces the effective height of the diode barrier. In this case, the polarization charge plays the same role as the charge of ionized δ -layer donors in low-barrier GaAs Mott diodes [22]. The effect of polarization-induced

δ -doping on the shape of the Mott barrier is shown in Fig. 2, where coordinate dependences of the position of the bottom of the conduction band and the position of the Fermi level in diode heterostructures are sketched. Curve 1 corresponds to a conventional metal/GaN Mott diode, curve 2 to a low-barrier metal/AlGaN/GaN diode heterostructure, and curve 3 to the same heterostructure, but without taking into account the polarization charge effect.

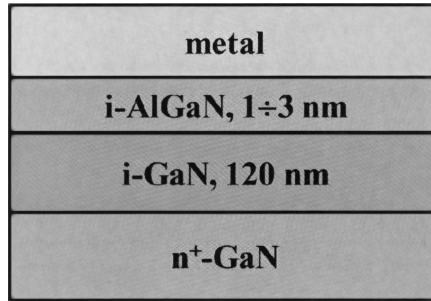


Fig. 1. Scheme of the layers in a diode heterostructure

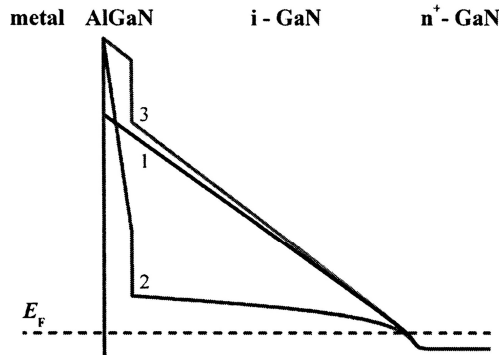


Fig. 2. Band diagrams of the diode heterostructures: metal/GaN—curve 1; metal/AlGaN/GaN—curve 2; and metal/AlGaN/GaN, without taking into account the polarization properties—curve 3

Heterostructures were grown under reduced pressure in an original metalorganic vapor phase epitaxy setup with a vertical quartz induction-heated reactor [26]. The growth conditions were almost the same as in the standard HEMT technology. Two-inch sapphire plates with the plane *c* orientation (0001) parallel to the plate surface were used as substrates. Sources of gallium, aluminum, and nitrogen were trimethylgallium, trimethylaluminum, and ammonia. Monosilane diluted with hydrogen provided donor doping of GaN. Before the formation of the working layers of the heterostructure, a low-temperature germinal layer of GaN was grown. The chemical composition of the heterostructures was analyzed by the method of secondary ion mass spectrometry (SIMS) using a TOF.SIMS-5 (IONTOF) setup. The barrier contacts of Ni/Au and Ti/Au diodes

(50nm/100nm) were formed on the surface of heterostructures using high-vacuum electron beam evaporation. To measure the current-voltage (I - V) characteristics, contacts with a diameter of 5 μm were employed. Ohmic contacts to the n^+ -GaN layer were shaped using the In burn-in technique [27]. The I - V characteristics were measured using a 4200-SCS parametric analyzer (Keithley Instruments).

Among the numerous fabricated structures, three most representative were chosen to demonstrate the effect. The following three structures were considered: structure without an AlGaIn layer (structure A) and two $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures with larger (heterostructure B) and lower (heterostructure C) values of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ composition x and thickness d . Depending on the metal of the barrier contact and the name of the semiconductor structure being used, we will call the studied diodes Ni/A, Ti/B, etc. The thicknesses of the AlGaIn layers in heterostructures are comparable with the depth resolution of SIMS depth profiling. Therefore, the Al content in the layers and their thickness were determined by a joint analysis of experimental data—measured I - V characteristics of the diodes and depth distributions of Al concentration in the heterostructures obtained by SIMS. To do this, first, the values of the effective barrier height Δ of the diodes were found from the experimental I - V characteristics in the thermionic emission model of current transport and the dependence $\Delta(d, x)$ was simulated using the approach employed in Ref. [28]. In the calculations, we used the values of material parameters from the literature data [1–3]. Second, we used the technique of reconstructing the depth distribution profiles of the element concentration when measured by the SIMS method [29], which is based on minimizing the residual functional between the experimental and model profiles. The values of d and x , which minimized SIMS discrepancy constrained by a fixed $\Delta(d, x)$ obtained from electrophysical measurements, were considered the true ones. The Δ values of the studied diodes, as well as the d and x values, determined both by the SIMS profile reconstruction method and by a joint analysis of SIMS data and I - V characteristics, are given in Table I.

Table I

Diode parameters

Name of diodes	Effective barrier height (eV)	Thickness of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer (nm)		Value of x in the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer	
		SIMS	SIMS with account of I - V	SIMS	SIMS with account of I - V
Ni/A	0.99
Ni/B	0.45	3.7 ± 1	3	0.32 ± 0.15	0.3
Ti/A	0.52
Ti/B	Symmetric I - V characteristic	3.7 ± 1	3	0.32 ± 0.15	0.3
Ti/C	0.25	0.8 ± 0.6	1	0.1 ± 0.07	0.15

It should be noted that the error of the SIMS reconstruction technique is quite large in the case of thin surface layers. The values of d and x obtained by a joint analysis of SIMS and I - V data are approximate due to the simplifications of the model used. The current transport model in the heterostructures does not take into account the possible presence of

semiconductor oxide at the boundary with the metal. The stepwise distribution of Al in heterostructures, which was used in modeling the I - V characteristics and in fitting SIMS profiles, can also differ from the real one. Nonstationary effects, which are difficult to take into account during reconstruction, can contribute to the systematic error of SIMS measurements.

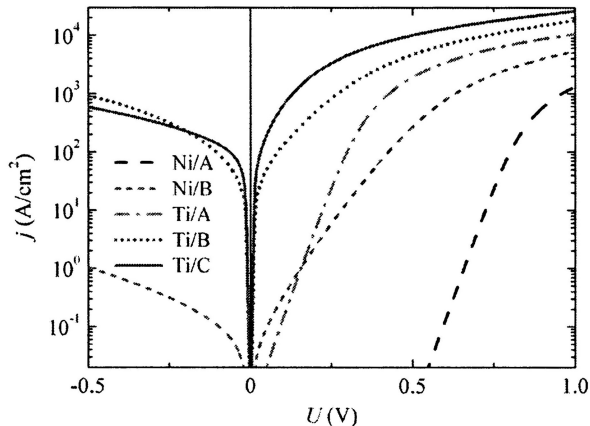


Fig. 3. I - V characteristics of the diodes

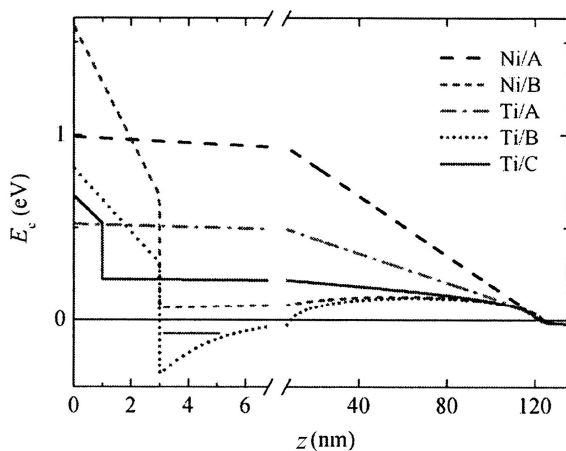


Fig. 4. Position of the bottom of the conduction band of a semiconductor in the diodes. The horizontal segment shows the position of the bottom of the lower dimensional quantization subband in the quantum well. The coordinate axis has a gap and different scales on the different sides of the gap

The experimental I - V characteristics of the diodes are given in Fig. 3. Figure 4 shows the calculated [30] coordinate dependences of the position of the bottom of the conduc-

tion band of a semiconductor in diodes at zero bias. The energy is reckoned from the Fermi level and the coordinate, from the surface of the semiconductor. The Ni/A diode is a conventional Mott Ni/GaN diode. The diode barrier height and the nonideality factor determined by the I - V characteristics are 0.99 eV and 1.07, respectively. The addition of a thin AlGaIn layer to structure A at the boundary with the metal led to an increase in the direct current of the diode by many orders of magnitude (Ni/B diode). Replacing Ni with Ti in the manufacture of a barrier contact to hetero-structure B leads to an even greater increase in current (Ti/B diode), which is due to a decrease in the metal/semiconductor barrier height because of the lower work function of Ti compared to that of Ni [31, 32]. A conventional Ti-based Mott diode (Ti/A diode) has a barrier height of 0.52 eV and a nonideality factor of 1.09. The low-barrier Ti/B diode has an I - V characteristic close to symmetrical near zero bias. This is due to the fact that the applied voltage mainly drops between the metal and the degenerate 2DEG formed near the AlGaIn/GaN heterointer-face. The position of the bottom of the lower dimensional quantization subband in the quantum well is shown by a horizontal segment (Fig. 4). To obtain a low-barrier diode having a rectifying I - V characteristic with strong nonlinearity, it is necessary to choose the Al content and AlGaIn layer thickness such that degenerate 2DEG is not formed. At the same time, it is important to seek to increase the tunnel transparency of the potential barrier at the boundary with the metal. An example of such a diode is a Ti/C diode.

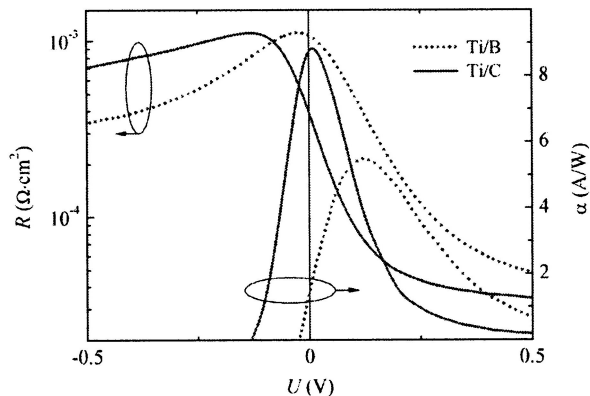


Fig. 5. Dependences of the specific differential resistance and ampere-watt sensitivity of low-barrier diodes on voltage

Figure 5 shows the dependences of the specific differential resistance R and the ampere-watt sensitivity [33] $\alpha = -\frac{1}{2} R' / R$ on voltage for the Ti/B and Ti/C diodes. The dependences are obtained by numerical differentiation of the measured I - V characteristics. Despite the fact that the current in the Ti/B diode is determined by the tunneling of electrons with energies close to the Fermi energy, this diode has a higher differential resistance with zero bias voltage than the Ti/C diode with a thermionic-field type of

current transport. This is due to the larger values of the height and width of the potential barrier at the boundary with the metal in the Ti/B diode (Fig. 4). The ampere-watt sensitivity of the Ti/B diode at zero bias is small (1.5 A/W). At zero bias, the Ti/C diode has a high ampere-watt sensitivity (9 A/W) with a small specific differential resistance ($4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$). These characteristics are quite comparable with the known achievements, for example, with the characteristics of low-barrier diodes from Ref. [21]. Gallium arsenide diodes from Ref. [21] show slightly higher values of ampere-watt sensitivity (12–15 A/W) at comparable values of specific differential resistance ($\sim 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$). When optimizing the Al content and AlGaN layer thickness, an additional improvement in the I - V characteristics can be expected.

Thus, in the present work, the possibility of a controlled decrease in the effective Schottky (Mott) barrier height to an AlGaN/GaN heterostructure with Ga-face polarity due to polarization-induced δ -doping of the heterojunction has been experimentally demonstrated. The effective barrier height can be controlled by varying the thickness and chemical composition of the AlGaN layer and choosing the metal of the barrier contact. Test low-barrier (Ti, Ni)/AlGaN/GaN Mott diodes were manufactured within the framework of the nitride HEMT technology. The Ti/AlGaN/GaN diodes have the lowest effective barrier height and exhibit a high ampere-watt sensitivity (9 A/W) for a low specific differential resistance ($4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$) at zero bias. There are obvious ways to further improve the characteristics of the diodes. The proposed low-barrier diodes can be used to build devices for detecting, mixing, and rectifying the microwave signals.

This work was based on the results of the studies conducted within the framework of the State Assignment for the IPM RAS (Topic No. 0035-2014-0205). The equipment of the “Physics and Technology of Micro- and Nanostructures” Center at IPM RAS was employed.

References

1. *O. Ambacher*, *J. Phys. D* **31**(20), 2653 (1998).
2. *R. Quay*, *Gallium Nitride Electronics* (Springer, 2008).
3. *Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications*, edited by C. Wood and D. Jena (Springer, 2008).
4. *O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck*, *J. Appl. Phys.* **85**(6), 3222 (1999).
5. *D. Jena, S. Heikman, D. Green, D. Buttari, R. Coffie, H. Xing, S. Keller, S. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, and I. Smorchkova*, *Appl. Phys. Lett.* **81**(23), 4395 (2002).
6. *S. Rajan, H. Xing, S. DenBaars, U. K. Mishra, and D. Jena*, *Appl. Phys. Lett.* **84**(9), 1591 (2004).
7. *S. Dasgupta, Nidhi, D. F. Brown, F. Wu, S. Keller, J. S. Speck, and U. K. Mishra*, *Appl. Phys. Lett.* **96**(14), 143504 (2010).
8. *P. S. Park, S. Krishnamoorthy, S. Bajaj, D. N. Nath, and S. Rajan*, *IEEE Electron Device Lett.* **36**(3), 226 (2015).
9. *GaN and ZnO-Based Materials and Devices*, edited by S. Pearton (Springer, 2012).
10. *P. M. Asbeck, E. T. Yu, S. S. Lau, W. Sun, X. Dang, and C. Shi*, *Solid-State Electron.* **44**(2), 211 (2000).
11. *J. Simon, V. Protasenko, C. Lian, H. Xing, and D. Jena*, *Science* **327**(5961), 60 (2010).
12. *L. Zhang, X. C. Wei, N. X. Liu, H. X. Lu, J. P. Zeng, J. X. Wang, Y. P. Zeng, and J. M. Li*, *Appl. Phys. Lett.* **98**(24), 241111 (2011).
13. *O. V. Khokhlev, K. A. Bulashevich, and S. Y. Karpov*, *Phys. Status Solidi A* **210**(7), 1369 (2013).

14. *Y. Enatsu, C. Gupta, S. Keller, S. Nakamura, and U. K. Mishra*, *Semicond. Sci. Technol.* **32**(10), 105013 (2017).
15. *Th. Gessmann, J. W. Graff, Y.-L. Li, E. L. Waldron, and E. F. Schubert*, *J. Appl. Phys.* **92**(7), 3740 (2002).
16. *W. Lu, L. Wang, S. Gu, D. P. R. Aplin, D. M. Estrada, P. K. L. Yu, and P. M. Asbeck*, *IEEE Electron Device Lett.* **31**(10), 1119 (2010).
17. *P. Zhao, A. Verma, J. Verma, H. G. Xing, P. Fay, and D. Jena*, *IEEE Electron Device Lett.* **35**(6), 615 (2014).
18. *F. Sizov*, *Semicond. Sci. Technol.* **33**(12), 123001 (2018).
19. *L.-G. Tran, H.-K. Cha, and W.-T. Park*, *Micro Nano Syst. Lett.* **5**, 14 (2017).
20. *E. R. Brown*, *Solid-State Electron.* **48**(10-11), 2051 (2004).
21. *V. I. Shashkin, Y. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. V. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, and Y. I. Chechenin*, *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **28**(11), 945 (2007).
22. *V. I. Shashkin, A. V. Murel, V. M. Daniltsev, and O. I. Khrykin*, *Semiconductors* **36**(5), 505 (2002).
23. *V. R. Zakamov and V. I. Shashkin*, *J. Commun. Technol. Electron.* **56**(8), 1013 (2011).
24. *B. Kapilevich, V. Shashkin, B. Litvak, G. Yemini, A. Etinger, D. Hardon, and Y. Pinhasi*, *IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.* **26**(8), 637 (2016).
25. *C. H. P. Lorenz, S. Hemour, and K. Wu*, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **64**(7), 2146 (2016).
26. *O. I. Khrykin, A. V. Butin, D. M. Gaponova, V. M. Danil'tsev, M. N. Drozdov, Yu. N. Drozdov, A. V. Murel, and V. I. Shashkin*, *Semiconductors* **39**(1), 14 (2005).
27. *V. N. Bessolov, T. V. Blank, Yu. A. Goldberg, O. V. Konstantinov, and E. A. Posse*, *Semiconductors* **42**(11), 1315 (2008).
28. *V. I. Shashkin and A. V. Murel*, *Semiconductors* **38**(5), 554 (2004).
29. *P. A. Yunin, Yu. N. Drozdov, M. N. Drozdov, O. I. Khrykin, and V. I. Shashkin*, *Surf. Interface Anal.* **49**(2), 117 (2017).
30. See <https://www3.nd.edu/~gsnyder/> for "The Software is Available from the Webpage of Prof. Gregory Snider at University of Notre Dame."
31. *M. L. Lee, J. K. Sheu, and S. W. Lin*, *Appl. Phys. Lett.* **88**(3), 032103 (2006).
32. *L. S. Yu, D. J. Qiao, Q. J. Xing, S. S. Lau, K. S. Boutros, and J. M. Redwing*, *Appl. Phys. Lett.* **73**(2), 238 (1998).
33. *A. M. Cowley and H. O. Sorensen*, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **14**(12), 588 (1966).

DIAMOND p–i–n DIODE WITH NITROGEN CONTAINING INTRINSIC REGION FOR THE STUDY OF NITROGEN-VACANCY CENTER ELECTROLUMINESCENCE

*M. A. Lobaev*¹, *D. B. Radishev*¹, *S. A. Bogdanov*¹, *A. L. Vikharev*¹,
*A. M. Gorbachev*¹, *V. A. Isaev*¹, *S. A. Kraev*², *A. I. Okhupkin*²,
*E. A. Arhipova*², *M. N. Drozdov*², *V. I. Shashkin*²

¹ Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Kstovo Region, Russia

Physica Status Solidi. 2020. Vol. 14. Art. 2000347

The results of a study of diamond p–i–n diode with a nitrogen-doped intrinsic region on a substrate with the (001) orientation are presented. When the forward voltage is applied to the diode, a high current density of about $10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ is obtained. Two narrow lines are detected in the electroluminescence spectrum of the p–i–n diode: one at a wavelength of 575 nm corresponding to the emission of the NV center (nitrogen-vacancy color center) in a neutral charge state, and the second narrow line, which previously has not been observed in the electroluminescence spectra, at a wavelength of 533 nm. The line widths at room temperature are about 7 and 3 nm, respectively. By comparing the emission intensities of NV centers using the same optical registration system for electroluminescence and photoluminescence, the emission rate of NV centers during electroluminescence is estimated to be about $10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$ which allows to consider a diode of such design as a possible candidate to create single-photon sources.

At present, diamond obtained by chemical vapor deposition (CVD) method is a promising material for the creation of a new generation of high-power and high-frequency electronic devices [1]. One of such devices is the p–i–n diode. In works by Dutta et al. and Traoré et al. [2, 3], a high reverse voltage of 1040 V and 600 V was demonstrated for p–i–n diodes on substrates with the orientations (001) and (111), respectively, and in the work by Oyama et al. [4], a high current density of $1.5 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ was obtained for a p–i–n diode fabricated on a substrate with an orientation of (111). The possibility of using a p–i–n diode as a source of single photons was considered in works by Mizuochi et al. and Berhane et al. [5, 6]. For this, the nitrogen-vacancy (NV) or silicon-vacancy (SiV) color centers were created in the intrinsic region of the diodes, and the emission of these centers was studied with the electric current passing through the diode. The main disadvantage of the developed p–i–n diodes with single-color centers is the low emission rate, which does not exceed 10^3 – $10^4 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$, whereas for stable operation of quantum systems, sources with an emission rate exceeding $10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$ are needed. The low emission rate observed in these works is most likely due to the low current density in the used p–i–n diodes. As was shown in the work by Makino et al. [8], the main contribution to the resistance of p–i–n diodes, that were considered recently, is made by the n-layer doped with phosphorus. Phosphorus in diamond has a high activation energy of 0.57 eV [9] and high compensation, especially for a surface with the (001) orientation, for which the compensation is 50–80% [10]. As a result, layers doped with phosphorus up to concentrations of 10^{19} cm^{-3} have a high resistivity [8]. In a theoretical work [11], it was

shown that in p–i–n diodes with a phosphorus-doped layer with a donor concentration of $N_d = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and compensation of more than 10%, the emission rate of a single-photon source does not exceed $10^3 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$ due to the low density of electrons in the layer, which does not allow increasing the current density in the diode. In the work by Matsumoto et al. [12], it was shown that obtaining high concentrations of phosphorus in excess of $3.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ makes it possible to substantially enhance the conductivity of the layer doped with phosphorus. In this case, the conductivity may increase by three orders of magnitude when the concentration reaches $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. This effect is explained by a change of the conductivity type from zone to hopping (nearest-neighbor hopping conduction). The growth of the epitaxial layer doped with phosphorus with a concentration of $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ was achieved on the surface with the (111) orientation [13], whereas on the surface with the (001) orientation, the maximum concentration that was obtained in the experiments was $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [13]. In this case, the synthesis of the intrinsic layer doped with nitrogen or silicon on (111) substrates is difficult due to the formation of twins and extended defects [14, 15]. In the work by Kato et al. [16], a method was proposed to create a region with a high phosphorus concentration of about $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ on the surface with the (001) orientation by selectively overgrowing the rectangular grooves etched on the surface. In the work by Kato et al. [17], this method was used to reduce the contact resistance to the epitaxial layer doped with phosphorus grown on a substrate with the (001) orientation.

In this article, we developed and implemented a route for manufacturing a p–i–n diode with a nitrogen-doped intrinsic region on a substrate with (001) orientation. A feature of diode fabrication was that a thick intrinsic layer was first grown on the layer heavily doped with boron in which grooves were then etched to grow the n-region of the diode in them. The manufacturing of grooves in the intrinsic layer made it possible to accurately control the desired distance between the p- and n-regions. In addition, in the grooves, using the method proposed in the work by Kato et al. [16], an n-region with a high concentration of phosphorus was grown. As a result, a high current density of the order of $10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ was obtained in the diode and, according to estimates, the high emission rate of the NV centers of the order of $10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$ was obtained.

The diamond structure for manufacture of the p–i–n diode was grown on a substrate with (001) orientation $3.0 \times 3.0 \times 0.5 \text{ mm}^3$ in size made of type IIa high-pressure high-temperature (HPHT) synthetic diamond [18]. The angle of misorientation of the substrate surface from the crystallographic plane (001) was 1.5° . Before the growth process, the substrate was mechanically polished to a surface roughness of 0.1 nm root mean square (RMS), measured with a Zygo NewView 7300 white light interferometer on an area of $0.22 \times 0.22 \text{ mm}^2$. To remove defects introduced by polishing, a 5 μm thick layer was etched from the substrate in inductive coupled plasma (ICP, Oxford Instruments, Plasmalab 80) [19]. As a result, a defect-free substrate with an atomically smooth surface was used to grow epitaxial layers of CVD diamond.

All epitaxial layers of the p–i–n structure were grown in a homemade CVD reactor, described in detail in the work by Vikharev et al. [20]. Before the growth of a new layer in the reactor, a quartz tube and a substrate holder were replaced to eliminate the contami-

nation by the dopant from the previous layer. The growth conditions of each layer are shown in Table 1. To obtain large concentrations of nitrogen, we used the growth regime proposed in our work [21]. Figure 1a schematically shows two layers grown on an HPHT substrate: 250 nm thick layer doped with boron and 850 nm thick intrinsic layer doped with nitrogen. In the last layer, a region with a high concentration of phosphorus was created using the method proposed in the work by Kato et al. [16]. First, a rectangular groove 100 μm long, 4 μm wide, and 500 nm deep was created on the intrinsic layer surface using photolithography and subsequent etching in an oxygen-containing plasma, Figure 1b. The groove was oriented along the [110] direction. Then, the groove was overgrown with a heavily doped phosphorus layer. In the growth mode shown in the third column of Table 1, the growth rate in the [111] direction was two orders of magnitude higher than in the [001] direction. Therefore, in this regime, the diamond heavily doped with phosphorus grew in the etched groove in the directions $[1\bar{1}1]$ and $[\bar{1}11]$ shown in Figure 1b with arrows inside the groove. This method made it possible to create a region with a phosphorus concentration of 10^{20} cm^{-3} on the surface of diamond with the (001) orientation and to create a good ohmic contact to the n-region of the diode [16, 17]. After creating the n-region of the diode, a mesa structure was etched in an oxygen-containing plasma to access the layer heavily doped with boron. Then, ohmic contacts were applied to this layer using photolithography, Figure 1c. For the formation of ohmic contacts, the composition of Ti/Mo/Au was chosen with layer thicknesses of Ti, 20 nm; Mo, 30 nm; and Au, 100 nm. The sputtering of individual metal layers was conducted by electron beam evaporation at the “AMOD” facility.

Table 1

Growth conditions of p-, i-, and n-layers in p-i-n diode			
	p ⁺ -layer	i-layer	n ⁺ -layer
Source gases	H ₂ , CH ₄ , B ₂ H ₆	H ₂ , CH ₄ , N ₂	H ₂ , CH ₄ , PH ₃
Temperature	850 °C	800 °C	900 °C
CH ₄ /H ₂	0.18%	0.15%	0.08%
(Impurity gas)/CH ₄	0.9%	7%	50%
Pressure	40 Torr	40 Torr	75 Torr
Power	1.3 kW	1.3 kW	1 kW

The concentrations of boron and nitrogen in the doped epitaxial layers were measured by the secondary-ion mass spectrometry (SIMS) method using the TOF.SIMS-5 instrument (IONTOF). The mass spectrometer was quantitatively calibrated using three HPHT test crystals into which phosphorus, boron, and nitrogen ions were implanted in known concentrations. Figure 2a shows the depth distribution of dopant concentrations obtained by the SIMS method for two epitaxial layers doped with nitrogen and boron, Figure 1a. The thickness of the layer doped with boron was 250 nm, and the concentration of boron was $5 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. The thickness of the layer doped with nitrogen was

850 nm, and the nitrogen concentration was $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. The depth profile analysis mode was used in which the SIMS noise level for the boron was $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. As can be seen from Figure 2a, in the thickness range from 400 to 800 nm, the SIMS readings exceeded the noise level. According to our estimates, the boron concentration in this layer reached $3\text{--}5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The presence of a background level of boron in a layer doped with nitrogen was apparently because that at the beginning of the growth of a layer with nitrogen, the process was started in pure hydrogen until the required temperature regime was reached, which took several minutes. In this case, a slight etching of the previous boron-doped diamond layer can occur, which led to small contamination of the reactor with boron. The phosphorus concentration in the groove was not measured, but was of the order of 10^{20} cm^{-3} , as we believed based on the results of preliminary experiments. We conducted a series of experiments to optimize the deposition of epitaxial layers heavily doped with phosphorus on substrates with the (111) orientation. SIMS analysis performed for these epitaxial layers showed that the maximum concentration of phosphorus was $(8\text{--}9) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. These optimal growth conditions in which grooves were overgrown are shown in the third column of Table 1. As it turned out, these growth conditions were close to the growth conditions used in the work by Kato et al. [16].

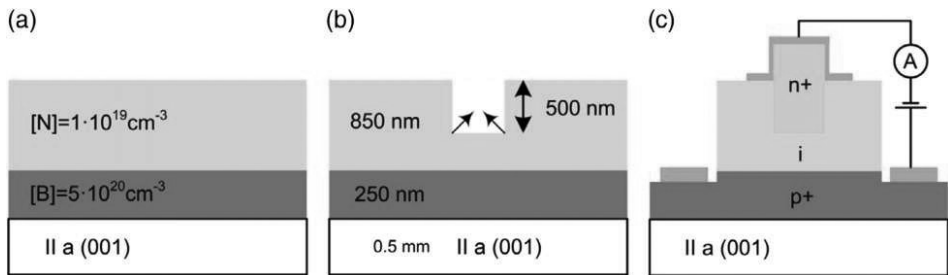


Fig. 1. a) Schematic view of HPHT substrate with two grown epitaxial layers: boron-doped and nitrogen-doped intrinsic layer, b) HPHT substrate with two grown epitaxial layers and an etched groove, arrows in the groove show the $[1\bar{1}1]$ and $[\bar{1}11]$ growth directions, and c) p-i-n diode circuit

The current-voltage characteristic of the p-i-n diode was measured using a Keysight B2900 source/measure unit. Figure 2b shows the current-voltage characteristic of the p-i-n diode. The characteristic was close to a diode type with a rectification coefficient of at least 5×10^6 at a voltage of $\pm 80 \text{ V}$. The maximum current density in the p-i-n diode reached $1.2 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. As can be seen from Figure 2b, the considered p-i-n diode had a high value of the opening voltage of 30 V. Close values of the opening voltages of 30 and 43 V were also observed [6, 22]. The authors of these works explained such high values of opening voltage by high contact resistance between the metal and the doped phosphorus layer. To measure the emission spectra of the p-i-n diode, the substrate side of the sample was placed to the tip of the optical fiber connected to the spectrometer. In such a scheme, emission passing through the bulk of the substrate was collected by the

fiber. Spectra were registered using a Horiba Jobin Yvon FHR-1000 spectrometer equipped with a Symphony 2048x512BIVS CCD. Figure 3 shows the electroluminescence spectrum observed when a forward voltage is applied to a p-i-n diode at a current density of $1.2 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. The spectrum mostly consisted of an emission of a wide phonon band of NV^0 in the visible wavelength range. In contrast to the work by Kato et al. [22], the presented electroluminescence spectrum did not show emission of H3 centers at a wavelength of 503 nm, and A-band emission with a maximum at a wavelength of 430 nm did not significantly contribute to the observed emission spectrum, which indicated the absence of N-V-N complexes and high crystalline perfection of the layer doped with nitrogen. In the spectrum, characteristic phonon replicas were observed, corresponding to the phononless transition NV^0 [phonon replica zero-phonon line (ZPL) NV^0]. In the spectrum, ZPL of NV^- was not observed, which was in accordance with the results of previous studies [5, 22].

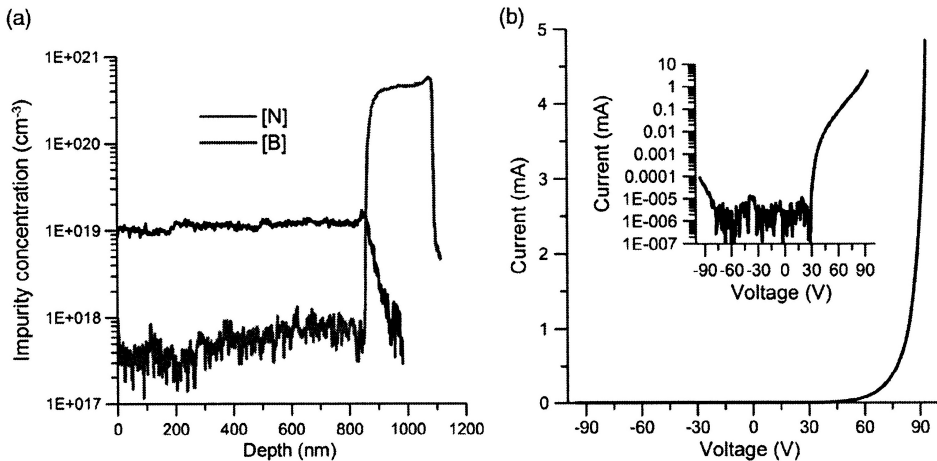


Fig. 2. *a)* Impurity concentration profile obtained by SIMS method for the structure shown in Figure 1*a* and *b)* I - V characteristic of the p-i-n diode shown in Figure 1*c* in a linear and logarithmic scale

Two narrow lines can be distinguished in the electroluminescence spectrum, Figure 3, one at a wavelength of 575 nm—it corresponded to the ZPL of NV^0 center, and the second narrow line at a wavelength of 533 nm. In the electroluminescence spectra, second narrow line with a width of about 3 nm at room temperature was observed for the first time based on literature data. This line was very often observed in the cathodoluminescence spectra of diamond [23–25] grown by the CVD method. Its origin was associated with an unknown complex, which included nitrogen [26, 27] (nitrogen-related center). It should be noted that using photoluminescence, color center emission at a wavelength of 533 nm was not observed with laser excitation at a wavelength of 514 nm, but it was observed and studied in detail in the work by Smith et al. [28], when

excited by a laser at a wavelength of 532 nm. For this confirmation, the photoluminescence spectrum of the intrinsic region of diode at laser excitation at the wavelength of 514 nm is also shown in Figure 3.

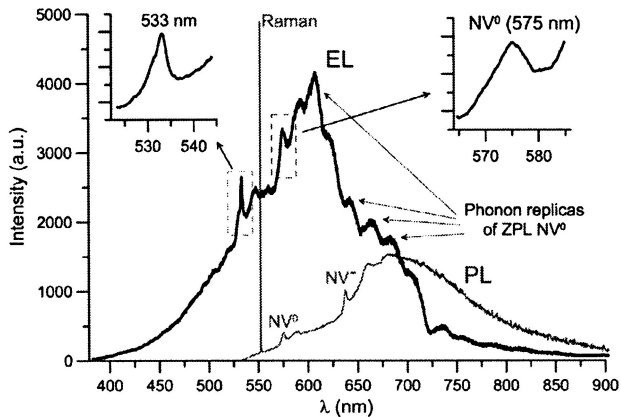


Fig. 3. Electroluminescence spectrum of p-i-n diode at current density of $1.2 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ (EL) and photoluminescence spectrum (PL) of nitrogen-doped region at laser wavelength 514 nm

At a nitrogen concentration of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in the intrinsic layer of p-i-n diode, an emission of the ensemble of NV centers was observed. We compared the emission intensities of NV centers in NV^0 state on wavelength of 575 nm during electroluminescence and photoluminescence using the same optical registration system of a micro-Raman spectroscopy setup. The signal collection volume and the concentration of emitting NV centers during the measurements were the same due to the invariance of the used optical system. The photoluminescence spectrum was measured in the saturation mode at an excitation laser power of 1 W at a wavelength of 514 nm. The saturation mode was checked by repeating the measurement at a lower laser power. It was known from the literature [29] that in the saturation mode, the emission rate of the NV centers, without considering the efficiency of signal collection by the optical system, reached a limit value of the order of $10 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$. Thus, one can estimate the emission rate of NV centers by comparing the intensities of the photoluminescence spectrum in the saturation mode and electroluminescence spectrum. According to our measurements, the emission intensity of the NV centers in the saturation mode photoluminescence spectrum exceeded the emission intensity of the NV centers in the electroluminescence spectrum by 7.5 times, which corresponded to emission rate limit in the order of $1.3 \times 10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$. Thus, if one will use in our p-i-n diode the optical signal collection system for single-NV centers with an efficiency of 0.5 [30], one can obtain the emission rate for single-emitting center at the level of $0.6 \times 10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$.

In conclusion, as shown by the studies, the p-i-n diode is a promising source for emission of color centers in diamond driven by the current flow. Our route of manufacturing a p-i-n diode created on an HPHT substrate with a (100) orientation made it pos-

sible to obtain a high current density of the order of $10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. With this current, the emission intensity of the ensemble of NV centers from the intrinsic layer of p–i–n diode in the electroluminescence spectrum was only 7.5 times lower than the intensity in the photoluminescence spectrum in the saturation mode. When doping a diamond with a lower nitrogen concentration (which is a completely solvable task), single-NV centers can be created in the intrinsic layer, which during electroluminescence will have an emission rate of the order of $10^6 \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1}$.

Acknowledgements

This study was performed by a grant from the Russian Science Foundation (Project no. 17-19-01580) in the part of creation of the p–i–n structure and a grant from the Russian Science Foundation (Project no. 16-19-00163) in the part of measurements of electroluminescence.

Conflict of Interest

The authors declare no conflict of interest.

References

1. S. Koizumi, H. Umezawa, J. Pernot, M. Suzuki, *Power Electronics Device Applications of Diamond Semiconductors*, Elsevier, UK, 2018.
2. M. Dutta, F. Koeck, W. Li, R. J. Nemanich, S. Chowdhury, *IEEE Electron Device Lett.* 2017, **38**, 600.
3. A. Traoré, A. Nakajima, T. Makino, D. Kuwabara, H. Kato, M. Ogura, D. Takeuchi, S. Yamasaki, *IET Power Electron.* 2017, **10**, 695.
4. K. Oyama, S.-G. Ri, H. Kato, M. Ogura, T. Makino, D. Takeuchi, N. Tokuda, H. Okushi, S. Yamasaki, *Appl. Phys. Lett.* 2009, **94**, 152109.
5. N. Mizuochi, T. Makino, H. Kato, D. Takeuchi, M. Ogura, H. Okushi, M. Nothhaft, P. Neumann, A. Gali, F. Jelezko, J. Wrachtrup, S. Yamasaki, *Nat. Photonics* 2012, **6**, 299.
6. A. M. Berhane, S. Choi, H. Kato, T. Makino, N. Mizuochi, S. Yamasaki, I. Aharonovich, *Appl. Phys. Lett.* 2015, **106**, 171102.
7. Y. Lin, Y. Ye, W. Fang, *J. Semicond.* 2019, **40**, 071904.
8. T. Makino, K. Oyama, H. Kato, D. Takeuchi, M. Ogura, H. Okushi, S. Yamasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 2014, **53**, 05FA12.
9. M. Katagiri, J. Isoya, S. Koizumi, H. Kanda, *Appl. Phys. Lett.* 2004, **85**, 6365.
10. H. Kato, J. Barjon, N. Habka, T. Matsumoto, D. Takeuchi, H. Okushi, S. Yamasaki, *Diamond Relat. Mater.* 2011, **20**, 1016.
11. D. Fedyanin, M. Agio, *New J. Phys.* 2016, **18**, 073012.
12. T. Matsumoto, H. Kato, T. Makino, M. Ogura, D. Takeuchi, H. Okushi, S. Yamasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 2014, **53**, 05FP05.
13. H. Kato, T. Makino, S. Yamasaki, H. Okushi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007, **40**, 6189.
14. M. Kasu, T. Makimoto, W. Ebert, E. Kohn, *Appl. Phys. Lett.* 2003, **83**, 3465.
15. J. E. Butler, I. Oleynik, *Philos. Trans. R. Soc., A* 2008, **366**, 295.
16. H. Kato, T. Makino, M. Ogura, N. Tokuda, H. Okushi, S. Yamasaki, *Appl. Phys. Express* 2009, **2**, 055502.
17. H. Kato, T. Makino, M. Ogura, N. Tokuda, K. Oyama, D. Takeuchi, H. Okushi, S. Yamasaki, *Phys. Status Solidi A* 2010, **207**, 9.
18. New Diamond Technology, ndtcompany.com (accessed: July 2020).

19. A. B. Muchnikov, A. L. Vikharev, J. E. Butler, V. V. Chernov, V. A. Isaev, S. A. Bogdanov, A. I. Okhupkin, P. A. Yunin, Y. N. Drozdov, *Phys. Status Solidi A* 2015, **212**, 11.
20. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, A. B. Muchnikov, D. B. Radishev, V. A. Isaev, V. V. Chernov, S. A. Bogdanov, M. N. Drozdov, J. E. Butler, *Phys. Status Solidi RRL* 2016, **10**, 324.
21. M. A. Lobaev, A. M. Gorbachev, S. A. Bogdanov, A. L. Vikharev, D. B. Radishev, V. A. Isaev, V. V. Chernov, M. N. Drozdov, *Diamond Relat. Mater.* 2017, **72**, 1.
22. H. Kato, M. Wolfer, C. Schreyvogel, M. Kunzer, W. Muller-Sebert, H. Obloh, S. Yamasaki, C. Nebel, *Appl. Phys. Lett.* 2013, **102**, 151101.
23. J. Ruan, W. J. Choyke, W. D. Partlow, *J. Appl. Phys.* 1991, **69**, 6632.
24. A. Tallaire, A. T. Collins, D. Charles, J. Achard, R. Sussmann, A. Gicquel, M. E. Newton, A. M. Edmonds, R. J. Cruddace, *Diamond Relat. Mater.* 2006, **15**, 1700.
25. H. Watanabe, T. Kitamura, S. Nakashima, S. Shikata, *J. Appl. Phys.* 2009, **105**, 093529.
26. S. A. Malykhin, J. Houard, R. R. Ismagilov, A. S. Orekhov, A. Vella, A. N. Obraztsov, *Phys. Status Solidi B* 2018, **255**, 1700189.
27. P. M. Martineau, S. C. Lawson, A. J. Taylor, S. J. Quinn, D. J. F. Evans, M. J. Crowder, *Gems Gemol.* 2004, **40**, 2.
28. J. M. Smith, F. Grazioso, B. R. Patton, P. R. Dolan, M. L. Markham, D. J. Twitchen, *New J. Phys.* 2011, **13**, 045005.
29. F. Jelezko, J. Wrachtrup, *Phys. Status Solidi A* 2006, **203**, 3207.
30. L. Li, E. H. Chen, J. Zheng, S. L. Mouradian, F. Dolde, T. Schröder, S. Karaveli, M. L. Markham, D. J. Twitchen, D. Englund, *Nano Lett.* 2015, **15**, 1493.

Часть вторая

*«Уходя,
оставьте
Свет...»*

*«Уходя, оставьте Свет! Это больше, чем остаться...
Это лучше, чем прощаться, и важней, чем дать совет...
Уходя, оставьте Свет – перед ним отступит холод!
Свет собой заполнит город... Даже если Вас там нет.*

...

*Уходя, оставьте Свет, как маяк в туманном море,
Как лекарство против горя, как сердечности привет.
Кто-то скажет: "Чуть и бред! Нет лекарства против горя!"
Я ни с кем не стану спорить... я дарю вам свой секрет:
Уходя, оставьте Свет, Свет любви среди серых буден,
Как надежду: "Будем! Будем!" – в час, когда надежды нет...
Уходя, оставьте Свет, даже если расстаётесь,
Даже если не вернётесь – уходя, оставьте Свет.
Уходя, включите Свет! Кто ошибся – тот вернётся...
Пусть не гаснет ваше Солнце! Уходя – оставьте Свет...
Приходя, несите Свет! Тот, кто светел, тот и вечен!
Путь со Светом бесконечен... Приходя, несите Свет!..»*

(Автор — Мила Светлова-Скрипка)

СЛОВО О КОЛЛЕГЕ

З. Ф. Красильник,

в 2009—2020 годах директор ИФМ РАН

Владимира Ивановича Шашкина знаю с его студенческой скамьи. Выпускник радиофака тогда Горьковского государственного университета, он пришел в наш отдел в ИПФ АН СССР сначала на практику, а в 1980 году и на работу. Отдел возглавлял Авенир Михайлович Белянцев, ставший для Володи научным руководителем. На все последующие годы Володя сохранил уважение к своему научному руководителю.

Начало работы В. И. Шашкина в ИПФ совпало с важным этапом перестройки тематики исследования полупроводников — от объемных материалов к гетероструктурам. В то время в мире было не так уж много лабораторий, успешно занимавшихся созданием полупроводниковых гетероструктур, а в стране это было доступно просто счетному числу групп, среди которых особое место занимал Ленинградский ФТИ. Неудивительно поэтому, что Володя первоначально вошел в физику полупроводниковых гетероструктур именно как теоретик, каковым оставался на протяжении многих лет, работая в контакте с такими уже зрелыми коллегами, как Ю. А. Романов и А. А. Игнатов. В какой-то момент чуть ли не первая гетероструктура попала на исследования к нам в отдел из ФТИ. После всех работ результаты исследований были опубликованы. Но... возник конфуз. Кое-кому из руководителей ФТИ показалось, что якобы недостаточно полно раскрыта роль ФТИ в публикации. Это недовольство было доведено до директора института А. В. Гапонова-Грехова, а от него информация пришла в отдел. Результатом стало то, что отдел надолго лишился новых структур из ФТИ. Примерно в это же время в горьковском институте «Салют» работала весьма профессиональная группа по росту полупроводниковых гетероструктур, но по неким субъективным причинам лидеры группы стали оттуда уходить, работы начали затихать, и совместные исследования организовать на хорошем уровне тогда не удалось.

Ламинарное течение жизни теоретика было нарушено событиями, связанными с открытием высокотемпературной проводимости в мире, а вернее, с невероятной активностью, предпринятой С. В. Гапоновым в ИПФ по получению сверхпроводящих пленок с рекордными параметрами. В результате рекорды были поставлены, за publicity последовало prosperity, в институте появилось существенное финансирование по программе ВТСП, с целью развития твердотельной тематики было создано Специальное конструкторское бюро с рядом лабораторий. На должность руководителя одной из таких лабораторий С. В. Гапонов пригласил В. И. Шашкина. Было сделано предложение, от которого нельзя отказаться — приобрести для лаборатории за рубежом современную MOCVD-установку по росту эпитаксиальных гетероструктур на основе полупроводников A_3B_5 . Царский подарок, дальновидное вложение средств в развитие перспективного направления в институте! Можно лишь сожалеть, что вложенных тогда денег оказалось недостаточно, шведская установка была не столь совершенной: в последующие годы приходилось больше вкладываться в доведение установки до нужных кондиций, чем заниматься ростом уникальных гетероструктур.

Назначение теоретика руководителем экспериментально-технологической лаборатории казалось тогда неожиданным шагом, но только на первый взгляд, так как Владимир Иванович воспринимался многими как исключительно эрудированный человек, начиненный знаниями в смежных сферах, напрямую не относящихся к решаемым им задачам. Он проявлял особый интерес к работам именно прикладного характера, чтобы «...делать devices, нужные людям». Наконец, он обладал набором ряда черт руководителя (руководитель для подчиненных, для себя самого — «сам себе режиссёр»), и люди это признавали и ценили. Лаборатория, а потом и отдел, которым он много лет руководил, пережили разные периоды, от интенсивного роста (число сотрудников в отделе доходило чуть ли не до 60) до экстенсивного. В результате вокруг В. И. Шашкина собрались единомышленники, для которых он был если и не непосредственным научным руководителем, то, безусловно, специалистом, способным посоветовать и направить.

Когда-то в юности Володя был замечен в комсомольской работе, но с возрастом его интерес к какой-либо общественной деятельности угас. Может, это было связано с накапливающимся скепсисом и усталостью от событий вокруг РАН, от недалековидного отношения к науке в России на протяжении целого ряда лет.

В. И. Шашкин относился к числу тех, кому легко было войти и поучаствовать в научной дискуссии, кому было что сказать, у кого как бы не просматривалось «донышко» компетенций. Дискуссии могли протекать в разной обстановке, и в не очень формальной, как бывало в молодые годы, с корочкой ржаного и 100 граммами ректификата, со спорами и достижением согласия. Став с годами видным специалистом в полупроводниковых технологиях и эксперименте, Владимир Иванович сохранил багаж знаний теоретика. Это очень ценилось не только в институте, но и во многих других коллективах, с которыми сотрудничали В. И. Шашкин и его отдел — от институтов РАН до отраслевых институтов и промышленных предприятий.

Таким В. И. Шашкин сохранится в моей памяти. Он мало прожил, мог бы больше успеть, большего достичь, но... сослагательное наклонение здесь неуместно.

ПРАВИЛЬНАЯ ЖИЗНЬ В НЕПРАВИЛЬНОЙ СТРАНЕ

(из газеты «БИРЖА плюс КАРЬЕРА». 1999. №15, 21 апреля)

Пресловутый августовский кризис «выбил» только-только поднявший голову российский средний класс, надежду и опору общества. «Средний класс» отечественной науки — средний по возрасту и результатам (еще не академики, но давно кандидаты и завтрашние доктора) — тает с начала девяностых, перетекая в бизнес, политику, за границу. Наш сегодняшний собеседник, Владимир Шашкин, заместитель директора по научной работе одного из самых молодых академических институтов Нижнего, — как раз из этого малочисленного «класса» опоры науки.

СПРАВКА

Шашкин Владимир Иванович, 40 лет. Родился и вырос в Выксе. Выпускник радиофизического факультета Горьковского государственного университета. Кандидат физико-математических наук. Заместитель директора Института физики микроструктур Российской Академии наук. Автор более 90 научных работ по теории и технологии полупроводниковых микроструктур. Доцент ННГУ им. Н. И. Лобачевского. В 1997 году ему была присуждена Государственная научная стипендия. Входит в состав Научного совета по физике полупроводников, является членом общества IEEE.

Женат. Дочь — студентка-первокурсница. Сын — третьеклассник.

— Когда я встречаюсь со своими университетскими преподавателями, которым сегодня за пятьдесят, они в один голос говорят: «Вот уйдем на пенсию, и учить ваших детей будет некому». Вдобавок недавно прочла, что сегодня 70% российских математиков и 53% физиков работают за границей, словом, некому передать знамя. Неужели это действительно так?

— Я думаю даже, что 100% хороших физиков работают за границей. Только некоторые иногда возвращаются.

Люди уходят, уезжают. По студентам видно: придут делать диплом, а потом остаются максимум на два года — и все. В Интернете сейчас много предложений, особенно по образовательным программам.

Действительно, уйдет поколение пятидесятилетних, и науки станет меньше. Это непривычно. Раньше в науку шел густой поток умных людей, потому что ученые были если не хозяевами жизни, то где-то вблизи. А сейчас ученые — лишние люди.



Меня утешает мысль, что в России закончилось время коротких денег и внезапных заработков. Деньги становятся длиннее. И все, что сейчас делает Примаков, этому способствует. Длинные деньги — это и есть тот самый реальный сектор экономики, о котором так много говорят. Мы ведь не на юге, где все само растет. А у нас только своей башкой и можно что-то сделать! В наших условиях плохого климата и дешевой, но неуправляемой рабочей силы приходится либо использовать полезные ископаемые, либо оставшиеся возможности военно-промышленного комплекса и науку. Реального сектора экономики без мысли быть не может.

Я не оплакиваю науку, потому что всегда существует некоторое количество неправильно устроенных людей, которые, что бы с ними государство ни вытворяло, все равно будут заниматься наукой. Есть в этом деле сладкое упоение научного азарта!

Кстати, у нас в Институте сейчас 16 аспирантов (это много для института в 250 человек) — из Высшей школы общей и прикладной физики, с кафедры электроники радиофака, с физического факультета — очень перспективные ребята.

Между прочим, начался любопытный процесс: если раньше люди из науки уходили в бизнес, то сейчас кое-кто возвращается. Недавно пришел один бывший сотрудник: «Если будет минимум тысячи две рублей, я вернусь». Потому что наука — это безумно интересно.

— *А будут ему эти самые две тысячи рублей?*

— Благополучно работающие люди в науке получают вполне приличные деньги. Денег лично себе заработать в принципе можно. Но нужно же не лично себе, а чтобы приборы, оборудование поддерживать на достойном уровне. Базового финансирования Академии наук в лучшем случае хватает на оплату коммуналки и оклады ученым по единой тарифной сетке, то есть рублей по триста. Поэтому надо получать гранты Российского фонда фундаментальных исследований, Министерства науки и других. К сожалению, при финансовом мелкотемье это сопровождается жуткой бумажностью — сначала пишешь, чтобы выиграть грант, затем публикации, потом отчеты... и год закончился.

Весь первый квартал я только этим и занимался. Привычная для многих научных учреждений схема финансирования, где треть денег — от государства, треть — гранты, остальное — зарубежные контракты, в последней части дается трудно.

После кризиса «импортных» денег стало совсем мало. Да для нас их много никогда и не было: в микроэлектронике сейчас крутится около 15% мировых денег, уровень конкуренции — Америка, Корея, Япония, и России трудно получать контракты из-за рубежа. По технологиям этих конкурентов обогнать невозможно. Надо с торных хайвеев уходить на бездорожье. Известна фраза: «Хочешь иметь удачный бизнес, не переходи дорогу Интелу». Так и здесь. Вообще, западные контракты — это не выход. Как когда-то на заре перестройки из России через Эстонию вывозили лом цветных металлов, так сейчас на наживке контракта и не через Эстонию, конечно, вывозятся научные идеи, причем вместе с людьми.

Уезжают люди, и затухает направление. Должны хотя бы остаться специалисты, которые осознают, что делается в мире, понимают проблемы, стоящие перед мировой наукой, которые могут заниматься и копированием, и реализацией собственных мыслей. (Но мысли, увы, даже не отнимают — просто там все делают быстрее.) Пока речь идет о мысли, хватит ручки-бумажки. Впрочем, теоретику нужны зарубежные научные журналы, а на них после 17 августа денег нет. А как только дело касается экспериментальных исследований, начинаются еще большие неприятности, хорошо всем в России знакомые. Мы тратим много сил, чтобы поддерживать уровень и развиваться.

— Меня давно интересует, как складываются судьбы талантливых детей, которые в школе побеждают на самых разных олимпиадах, без экзаменов поступают в престижные вузы... Что потом? Вот ты был вундеркиндом районного, выксунского, масштаба: побеждал на олимпиадах; перескочив через класс, на год раньше сверстников окончил школу, причем с золотой медалью. Поступил на радиофак — кстати, почему именно туда?

— Я участвовал в областных олимпиадах по физике, математике. Первых мест не занимал, но в призерах оказывался. Поэтому про вузы был слышан. А в те времена радиофак был гораздо мощнее физфака. (Кстати, сейчас два физических факультета в университете, возможно, перебор для нашего города.)

После окончания университета пришел работать в Институт прикладной физики Академии наук. Стажировался в Швеции. Кандидатскую защитил в двадцать семь лет.

— А почему ты все еще не доктор?

— Буду еще. То, чем я занимаюсь — технология полупроводниковых гетероструктур, — это прикладная вещь. Тут быстро докторами не становятся. Кроме того, я живо занимался собственно организацией науки. Десять лет назад в ИП-

ФАне стал заведующим отделом, который во многом создавался на ровном месте. Потом появились возможности, связанные с образованием Института физики микроструктур. Они навевали мечту (как выяснилось, небесплодную) о том, что можно сделать хорошую науку, если устроить все, как надо.

Институт — это фантастическое дело! Я понял: все, что в жизни получается, — это то, чего люди стоят.

Сергей Гапонов, директор, сделал Институт физики микроструктур (почти Сергиев Посад), где я работаю.

— *То есть институт — это предмет научной гордости?*

— Конечно! Он строится уже пять лет. Там есть газон, который стригут — пусть не триста лет, но три года. Чисто, окна вымыты, с шампунем моют здание, стоянка для машин огорожена, размечена. Автобус возит сотрудников на работу и с работы. В туалетах — бумажные полотенца. И пусть у нас страна неправильная, но зато есть место, где можно нормально работать. Жизнь идет пусть бедная, но правильная.

А заброшенные сараи вместо научно-исследовательских институтов, видимо, будут появляться. Вот от НИРФИ уже ничего не осталось, ГИФТИ до двух групп сократился.

Может быть, назначение нашей физики — это еще лет двадцать поупражняться, чтобы сохранить знания и умения для биологов. Для них новые возможности откроются уже в ближайшее десятилетие. Я десять лет назад и не думал, что появится атомно-силовой микроскоп и можно будет разглядеть и поковырять то, о чем и помыслить трудно.

Ирина Панченко

ФОРМУЛА УСПЕХА

(из журнала «Нижегородский потенциал». 2013. №1/9)

Наш сегодняшний собеседник в этой традиционной рубрике — зав. отделом технологии наноструктур и приборов, зам. директора по научной работе ИФМ РАН д. ф.-м. н. Владимир Иванович Шашкин.

«Я считал, что организаторская работа важна для меня самого...»

— *Владимир Иванович, традиционно наша беседа начинается с рассказа о себе: где вы родились, кто ваши родители, родственники?*

— Родился в городе Выкса Горьковской области в 1959 году в семье инженера-металлурга и педагога. Моя мама с 18 лет всю жизнь проработала в школе — от учителя истории до директора. Они были почти ровесниками 20 века, так что повидать и испытать им пришлось немало. У родителей я был поздним ребенком (сестра старше меня на 20 лет), и поэтому часто о каких-либо исторических событиях, произошедших в нашем государстве в 20 веке, я узнавал не по книгам, а именно от родителей и более старших родственников. Родители вышли из больших и крепких крестьянских семей, живших на реке Оке. Одному моему дядюшке после выхода на пенсию удалось составить генеалогическое древо рода Шашкиных. Земли, где предки проживали, издревле были монастырскими: достаточно глухие, и, возможно, благодаря этому сохранились церковные архивы. Так вот, фамилия Шашкиных свое начало берет со времени взятия Измаила. Эту фамилию взял мой предок Яков, сабельных дел мастер в армии Суворова. При штурме Измаила (1790) он потерял ногу. Был награждён: получил участок земли в деревне Черниченка Меленковского уезда Владимирской губернии, где обосновался, позднее приобрел мельницу. С фамилией осталась некоторая неясность: одни семейные предания говорят, что Яков был кузнецом и хорошо делал шашки, а другие рассказывают, что это прозвище он получил за доблесть в управлении ими.



Родственников у меня было много, я очень любил, когда собирались вместе. Можно было бесконечно слушать рассказы старших о событиях, которые они пережили, о членах семьи, обо всем. Память моя хранит все события, произошедшие в семье, и особенно военных лет. Один из моих двоюродных братьев в 16 лет героически погиб юнгой на Северном флоте, и его именем названа улица в Выксе. Дядя, живым вернувшийся с войны, всю жизнь носил осколок у сердца, а другой дядя, служивший в дальней авиации, летал бомбить Берлин, в 1942-м был сбит, взят в плен... Как-то я подсчитал, что только из двух наших родов с войны не вернулись 12 человек.

О судьбах моих родителей тоже можно написать отдельную книгу. Такое впечатление, что они прожили не одну, а несколько жизней. Например, отец по комсомольскому призыву участвовал в заготовке торфа в поселке Шатурторф и имел звание ударника первой пятилетки (1929—1933). Еще до начала войны он окончил Пермскую военную школу авиационных техников, стал техником-лейтенантом. Во время войны был одним из тех, кто перегонял с Аляски через Нарьян-Мар американские самолеты, поставляемые по ленд-лизу. Потом — 1-й Украинский фронт, вторая воздушная армия. В задачу его подразделения входило собирать с прифронтовой и нейтральной полосы наши сбитые самолеты и отправлять на ремонт. Для выполнения этой задачи подбирались самые отчаянные, потому что ползать за передовые позиции приходилось скрытно и ночью. Нужно было опередить немцев. Сначала обнаруживали самолет, потом цепляли его лебедкой и тащили, часто под огнем противника. Нередко бывало так, что в самолете спасали и раненого летчика. Войну окончил с боевым орденом и медалями. Уже в мирное время он получил образование инженера-конструктора и приехал на работу в Выксу. Это был человек разносторонних интересов и удивительного жизнелюбия и оптимизма. Его девиз: «Все выше, выше и выше!». Мамина история не менее интересна.

— Детство — очень важный этап в жизни человека, не зря мы так часто его вспоминаем. Расскажите, как вы росли, что на вас оказывало влияние.

— Конечно, семья и то место, где мы жили. Тогда Выкса была патриархальным и очень красивым городом с глубокой историей металлургических заводов, построенных братьями Баташовыми. Мы с детства знали, например, что решетка Александровского сада ковалась на этих заводах и коней Большого театра отливали здесь. А еще Сухово-Кобылин «Свадьбу Кречинского» писал для театра в Выксе. Своим городом металлургов мы гордились. Все было связано с заводами. Мой отец работал на одном из них, был изобретателем, имел много рацпредложений. В доме часто собирались его друзья, коллеги. Поэтому с детства меня окружали технически грамотные люди. Да и по соседству жили в основном инженерно-технические специалисты. Например, на первом этаже дома жил человек,

который ремонтировал всему городу телевизоры (еще ламповые). Почти каждый сосед был чем-то примечателен, и с ними было легко общаться даже нам, детям.

А еще большое значение в моей жизни имел автомобиль, который был у нас в семье, и я с детства помогал отцу в гараже. Любовь к автомобилям осталась со мной на всю жизнь, и теперь уже для своей семьи я — «главный автомеханик». Но, справедливости ради, надо сказать, что эта моя техническая страсть существовала вместе с увлечением радиотехникой. Интерес к радиотехнике прививала нам учительница физики: в её кабинете было много всяких технических «чудес», выполненных нашими руками. И журналы «Радио» и «Сделай сам» были любимыми. В то время уже стали доступны кое-какие радиодетали, что-то можно было выписать через Посылторг. И чего только ни собиралось тогда: приемники, колонки, усилители, радиостанции, позже светомузыка и прочее, прочее. И что удивительно, некоторые вещи прослужили очень долго. Например, когда в 1973 году у нас в семье появились «жигули»-единичка, то я сделал ей редкое по тем временам электронное зажигание, и оно прослужило до середины 90-х.

Долго могу рассказывать и о школьных учителях. Это было поколение не просто увлеченных педагогов, но и людей, прошедших большую школу жизни, многие из них были опалены войной. Например, учительница русского языка с годовалым ребенком на руках только чудом избежала расстрела во время немецкой оккупации в Белоруссии. Учитель биологии три года войны был в батальонной разведке. Но, главное, наши учителя любили свое дело. То время было счастливым. Школу я окончил в 1975 году с золотой медалью, причем в начальной школе перешагнул через третий класс.

— *А что все-таки повлияло на выбор профессии?*

— Наверное, я бы занялся автомобилями, если бы не решил тогда, что в этой области все уже сделано. К выводу такому пришел, начитавшись разной технической литературы. А вот микроэлектронику, считал я тогда, ждет прогресс! Поэтому еще дополнительно три года занимался в заочных школах для школьников при МФТИ и МГУ. Такая форма обучения существовала при всех крупных вузах, но в Москву не поехал, а поступил на радиофизический факультет нашего университета им. Н. И. Лобачевского.

— *Чем хороша была ваша студенческая жизнь?*

— В университете был хороший туристический клуб. Там я получил навыки не только правильно и уверенно ходить на байдарках по рекам разной сложности, но и приобрёл опыт руководителя походов. Водный туризм, сплав по горным рекам стали главным увлечением. Сплавливались мы по рекам Алтая, Саян, Кавказа, Западной Украины. Дошел до рек 5-й категории сложности. Самым замечательным, конечно, стало то, что на первом курсе на лекции по библиографии я встретил свою будущую жену, студентку ВМК, которая не сразу, но тоже пристрасти-

лась к походам. Это было особое время с ощущением полного счастья, и ждали его целый год. Разве забудешь... Просыпаешься утром где-нибудь в Саянах раньше всех, потому что ты дежурный и надо варить завтрак, видишь перед собой горы, туман над рекой, а в реке плещется рыба. Но в той жизни была не только романтика. У меня сохранились дневники походов, из которых видно, что небольшая ошибка или расслабленность команды могли привести к ситуации выживания. Это достаточно жесткий вид спорта.



В походе на байдарках по Куче

На старших курсах увлекся единоборствами. В городе эти занятия были не очень доступны, но, поскольку мы содействовали милиции по обеспечению безопасности на железнодорожном транспорте и наш комсомольский отряд курировала Школа милиции, нам разрешалось до пяти раз в неделю по три часа заниматься в спортзале Школы на Анкудиновском шоссе. Руководил нами квалифицированный тренер, который давал нам уроки единоборств в стиле Вадорю (с японского — «Путь гармонии»). Было интересно!

— Ваша такая активность не отвлекала от учебы?

— Скорее, переключала и разнообразила жизнь. А университет я окончил с красным дипломом. Уже на четвертом курсе знал, что буду работать в Институте прикладной физики АН СССР, поэтому расслабляться было нельзя.

— А полупроводниковая тематика, как она пришла?

— Опять методом выбора. Перед выходом на диплом я рассудил так: в вакуумной электронике больших мощностей уже трудится много народу, и там почти все сделано. А заниматься надо полупроводниковой электроникой, мне казалось, что это было самое перспективное направление: в воздухе витали разные идеи, требовавшие воплощения. Выполнять дипломную работу я пошел

к А. М. Белянцеву, в его же отдел в ИПФАН пришел работать по окончании университета в 1980 году.

Приоритетом отдела, которым руководили А. М. Белянцев и А. А. Андронов, было создание новых источников электромагнитного излучения на основе полупроводников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. К решению этой задачи было несколько подходов. Меня включили в направление по изучению полупроводниковых квантовых сверхрешеток. По этой тематике в нашем городе была сильная научная школа. Своими проводниками в эти задачи и это сообщество исследователей я считаю Ю. А. Романова (тогда директор ГИФТИ) и А. А. Игнатова. Работа оказалась невероятно интересной, помимо теоретической группы к ней подключились экспериментаторы и технологи. Результатом моего участия в этом проекте стала защита кандидатской диссертации.

Параллельно с научной работой началась активная общественная работа.

— *В чем это выразалось?*

— Несколько лет был секретарем комсомольской организации ИПФАна, входил в институтский и областной Совет молодых ученых. Мы организовывали не только досуг, но и устраивали встречи с большими учеными института, проводили неформальные диспуты. В ИПФАНе молодым ученым всегда уделялось большое внимание, и сам Совет молодых ученых был очень сильным: мы читали статьи, обменивались информацией, обсуждали какие-то новые научные события. Однажды даже инициировали совместное заседание молодых ученых с «большим» ученым советом, где молодым была предоставлена возможность высказать, что, по их мнению, следует развивать. К тому времени в нашем отделе были получены хорошие экспериментальные результаты в совместных исследованиях с Физико-техническим институтом им. А. Ф. Иоффе АН. Было ясно, что для развития успеха нужна собственная полупроводниковая эпитаксиальная технология, о чём я тоже сказал на совместном совете. Предложение нашло живой отклик, чувствовалось, что вопрос назрел. Вскоре была открыта высокотемпературная сверхпроводимость, а в отделе С. В. Гапонова были стремительно воспроизведены эти результаты. Видимо, это сыграло главную роль в решении создать Специальное конструкторско-технологическое бюро (СКТБ) в ИПФ и построить здание на новой площадке. С этого началось становление эпитаксии полупроводников в нашем институте.

— *Видимо, в это время для вас началась и административная работа?*

— После защиты диссертации я проработал в должности научного сотрудника меньше месяца. В июне 1988 года был издан приказ о создании отдела технологии полупроводников и сверхпроводников (С-30), и мне поручили исполнять этот приказ в должности заведующего отделом. Создание отдела оказалось делом совсем не простым, потому что только двое отважных из ИПФАна —

С. А. Павлов и М. Н. Дроздов — перешли в этот технологический отдел, а остальных нужно было искать на стороне. А ещё не было никакого оборудования и опыта. Но уже в 1989—1990 годах мы сделали первую НИР на своих эпитаксиальных структурах.

Благодаря стремительному развитию СКТБ возникло полноценное отделение физики твёрдого тела в ИПФ АН. Это произошло благодаря энергетике директора отделения С. В. Гапонова и команды молодых решительных и деятельных замов: А. И. Кузьмичева и А. А. Гудкова. Например, А. А. Гудков с коллегами, наверное, первыми в стране освоили выпуск сканирующих туннельных микроскопов и успешно производили их в начале 90-х наравне с широко известной сейчас зеленоградской фирмой NT-MDT. К команде замов я присоединился в начале 1992 года, желая поспособствовать осуществлению главного нашего предназначения — изучению физики твердого тела на должном уровне и с использованием современного оборудования.

— Вашу карьеру можно назвать стремительной. Как же удается совмещать исследовательскую и организаторскую работы?

— Совмещать действительно совсем не просто. Отцы-основатели нижегородской радиофизической научной школы — А. А. Андронов (ст.), Г. С. Горелик, М. Т. Грехова, А. В. Гапонов-Грехов — в своё время не обратили внимания на физику твердого тела, и она как дикий побег выросла почти на ровном месте. При этом нужно было догонять передовые лаборатории и институты. Самым сложным было (и остается) обеспечение научно-технологического процесса современным оборудованием. В то время за деньги оборудование купить было нельзя; его распределяли по различным фондам, которые нужно было «пробивать» или «выбивать» (тогда в ходу были эти термины), что отнимало массу времени и сил. А потом стало нужным добывать деньги, что тоже непросто. В моей биографии есть год, когда у меня не было ни одной публикации, это был год создания нашего института. Я считал, что организаторская работа важна для меня самого, и никто ее за меня не сделает. С. В. Гапонов как-то заметил, что если не можешь решить проблему на той должности, которую занимаешь в данный момент, поднимайся выше. Так я стал заместителем директора по науке ИФМ РАН при его создании, затем директором Центра коллективного пользования (ЦКП) «Физика и технология микро- и наноструктур». И до сих пор стараюсь укреплять измерительную и технологическую базу, но уже всего института.

— Чем руководствуетесь, когда ставите себе научные задачи?

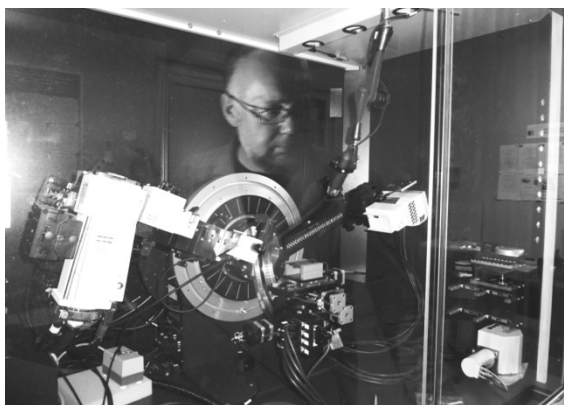
— С юности запомнил: «Ввиду краткости жизни мы не можем позволить себе роскошь тратить время на задачи, которые не ведут к новым результатам» (Л. Д. Ландау). Стараюсь следовать этому правилу при постановке задач в нашем отделе наноструктур и приборов в ИФМ РАН. Именно масштабность, на мой

взгляд, важна при оценке прикладных и фундаментальных исследований. Наша прикладная задача — разработка и создание нового твердотельного прибора микроэлектроники и изучение сопутствующих физических эффектов при его изготовлении или функционировании. Конкретные занятия в отделе начинаются с эпитаксии нано- и гетероструктур, сопровождаются их диагностикой, продолжают технологиями микроэлектроники и должны реализовываться в приборах и датчиках, что получается не сразу, а после многократного повторения цикла исследований. Так всё и крутится...

А для формулировки настоящей фундаментальной задачи должна быть смелость большого любопытства, как в известной легенде, которая слишком хороша, чтобы ею пренебречь в качестве иллюстрации. Якобы на одной встрече Нила Армстронга спросили, почему же они на самом деле полетели на Луну? Армстронг будто бы принялся заученно рассказывать об огромном научном значении полета "Аполлона-11", потом помолчал и сказал: «Вы знаете, в конечном счете причина одна. Луна была там, а мы — здесь».

— *Расскажите подробнее об одной из ваших разработок?*

— Несколько лет мы занимаемся разработкой чувствительных элементов для приемников излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Частоты этого диапазона соответствуют терагерцам ($1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц}$). Созданы оригинальные планарные детекторы на основе термополевых туннельных диодов, обеспечивающие высокую чувствительность приема в этом диапазоне. Поскольку планарные детекторы относительно просты, на их основе изготовлены многоэлементные приёмные матрицы, позволяющие регистрировать картины интенсивности ТГц-излучения. При использовании объектива и матрицы появляется возможность реализации системы радиовидения на терагерцевых частотах в реальном масштабе времени. Отличие в свойствах материалов по пропусканию и отражению излучения терагерцового и видимого диапазонов позволяет получать дополнительную информацию о наблюдаемой сцене. Многие бытовые материалы прозрачны для ТГц-излучения, значит принципиально возможно видение сквозь предметы. Это нужно для контро-



ля, дефектоскопии, досмотра, противодействия террору, для решения многих других задач. Уже есть несколько работающих прототипов приборов и есть надежда, что получатся следующие более технологичные и универсальные.

— *Интеграция в мировую науку обернулась какими-либо уроками для нас?*

— Есть такая шутка о трех стадиях, которые проходит каждое научное исследование. Американцы сначала получают патент на изобретение, затем выясняется, что его основные идеи лет двадцать назад опубликовали русские, а через пару недель приходит сообщение о начале выпуска японцами соответствующей новой продукции. Нам удивительным образом не удаётся воспользоваться собственными научными результатами. Практическая ценность работы должна иметь больший приоритет. Ведь приятно решать одну за другой задачки и публиковать статьи, не преследуя определенных далеко идущих целей. Многим так проще жить, но с этим, на мой взгляд, связан основной упрек нашей академической науке. Нужно выше ценить практическую значимость научных исследований.

— *На ваш взгляд, какова роль менеджера в современной науке?*

— При теперешнем грантовом способе поддержки науки естественным образом возникает мелкотемье, когда каждый начинает «петь о своем». Противостоять этому должны менеджеры, имеющие научный авторитет и занимающие, видимо, административные должности. Следует заметить, что коллективная научная деятельность характерна для нашей науки, благодаря этому возникли и сохраняются научные школы, ценность которых всегда отмечает А. В. Гапонов-Грехов, и с этим следует согласиться. Потому что «надгрантовый» менеджмент обеспечивает более высокую конкурентную способность научного коллектива в борьбе за крупные проекты и госконтракты. Примером может служить наш ЦКП, созданный при ИФМ РАН около 10 лет назад. Возникновение такой структуры помогло нам выиграть несколько крупных лотов министерства образования и науки РФ и заметно модернизировать нашу материально-техническую базу. Мы получили высокотехнологичное и уникальное оборудование, что выводит исследования на принципиально другой уровень, что также требует соответствующего менеджмента.

— *А как вы относитесь к тому, что принято решение о подготовке менеджеров науки в высшей школе?*

— Менеджера, который мог бы эффективно работать в промышленной отрасли или банковской сфере, можно подготовить в вузе или академии бизнеса. Министром обороны может быть и гражданский человек. Но менеджером в науке должен быть именно человек науки. Он должен понимать уровень достигнутых результатов, уметь формулировать новые цели и мотивировать научный коллектив. Если опираться только на внешние индикативные показатели (количество

статей и диссертаций, цитируемость, разные индексы и др.), управление научной деятельностью вряд ли будет эффективным.

— *На ваш взгляд, какими качествами должен обладать такой специалист?*

— Я разделяю мнение тех, кто считает, что управлять наукой должен всеми признаваемый научный авторитет с замашками диктатора. Этот человек должен проявлять жесткость в запрещении размыwania задачи и дробления ее на отдельные кусочки и маловажные ответвления. И потом, есть ещё и другие обязанности: забота о своих сотрудниках, создание деловой атмосферы, диверсификация доходов, разумное инвестирование в будущее коллектива. В конце концов надо уметь соломку подстелить, чтобы смягчить те или иные жизненные удары.

— *Остается ли у вас свободное время, чем заполняете досуг?*

— Времени для досуга остается мало, и конечно, трачу его уже не на байдарки и единоборства, а на дом в деревне в Борском районе, который в значительной степени я построил своими руками: от подвала до конька и от водоснабжения до электропроводки. Осенью закончил отделку лестницы на второй этаж — это уже тонкие вещи, не плотницкие, а столярные. У меня много разных инструментов, и я люблю строить. Это состояние души. После дома начну строить что-нибудь еще. А есть еще река, лес, грибы. Другую мою страсть — автомобили — тоже не оставляю. Зимой — лыжи, и надо бы почаще в спортзал и бассейн.

— *Чем занимаются ваши дети?*

— Дочь параллельно окончила ВМК и экономическое отделение Мехмата ННГУ, специалист по IT-технологиям, в настоящее время живет в Москве. Сын тоже окончил ВМК, получает второе высшее образование в Высшей школе экономики и занимается менеджментом в рекламной компании. Ему нравится снимать там кино, и у него вроде получается.

— *У вас есть девиз?*

— Есть хорошая болгарская пословица: «Вълкът му е дебел врата, защото си върши работата сам». То есть: у волка потому такая крепкая шея, что он много работает сам. Это похоже на мой девиз по жизни.

— *Спасибо за интересную беседу!*

Беседовала И. Тихонова

МЫ ПОЗНАКОМИЛИСЬ В ТРУДНОЕ ДЛЯ НАУКИ ВРЕМЯ...

Ю. И. Белов,

ведущ. науч. сотр. НИРФИ

Когда весной 2020 года в расцвете сил, ума и таланта умер Владимир Иванович Шашкин, были потрясены все: его близкие, друзья и сотрудники ИФМ РАН. Я же всегда олицетворял В. И. Шашкина, своего друга, как важную составляющую Института физики микроструктур РАН потому, что с этим институтом были связаны наше знакомство со времени его существования еще в недрах ИПФ РАН, мои первые впечатления о В. И. Шашкине и продолжившаяся дружба. В 90-е годы я пересекался с людьми, работавшими в области знания электронных микроструктур. Многие из них обладали особенными качествами для мира науки — были полны физического здоровья: кто-то занимался горными лыжами, кто-то играл в волейбол, мною любимый профессионально, кто-то в баскетбол. Я не называю сейчас фамилий тогдашних моих знакомых — не тот повод, все они достигли в дальнейшем выдающихся результатов в науке, но еще и обладали хорошей физической статью. Они, на мой взгляд (сформированного литературным увлечением Дж. Лондоном), представляли некие образцы «гармонично развитой личности», то есть того, к чему должны были стремиться «строители коммунизма». Эти понятия были глубоко внедрены в наше сознание советского времени идеологическим воспитанием, что поневоле отождествлялись с настоящей сутью тех красивых и умных сотрудников ИПФ РАН, ставших в дальнейшем сотрудниками ИФМ РАН.

Выделение в свое время сотрудников ИФМ из ИПФ РАН в отдельную структуру, на мой взгляд, было связано с открытием высокотемпературной сверхпроводимости, приоритет которого, при отсутствии излишней скромности, должен бы принадлежать сотрудникам ИФМ РАН. Строительство нового корпуса на Казанском шоссе, в которое была вложена часть души моего однокурсника А. И. Кузьмичева, немного рассказывавшего об организационных проблемах, тяжелых для тех трудных времен, еще больше укрепило меня во мнении об уникальности и талантах сотрудников ИФМ РАН. Понятно, что все новое создают инициативные люди, их объединяет хорошая общая идея. Руководитель проекта С. В. Гапонов (он тогда еще не был академиком) создавал коллектив нового института, выбирая сотрудников, что называется, поштучно и из родного института ИПФ РАН, и из ГГУ, и из других организаций.

Для меня ИФМ РАН, в фазе его становления и расцвета, всегда был идеалом научно-исследовательского института, в котором сочеталась современная науч-

ная проблематика и наличие нового научного оборудования, которое в советское время (да и сегодня) всегда было предметом вожделения каждого НИИ. Недаром нобелевский лауреат академик Ж. И. Алферов и другие светила физики (точнее, микроэлектроники) участвовали во многих научных конференциях, проводимых ИФМ РАН. И вот, когда я впервые попал в этот современный, построенный финнами корпус ИФМ РАН на Казанском шоссе, напичканный установками и приборами, сверкавшими сталью и даже позолотой, я еще в большей мере влюбился в его людей.

С Владимиром Ивановичем Шашкиным я познакомился в 1995 году, когда создавал Нижегородскую группу (IEEE AP/MTT/ED Chapter Nizhny Novgorod) Международного института инженеров по электронике и электротехнике. Это было трудное для науки бывших советских республик время. Трудности начались еще раньше, во время распада СССР, когда наши ученые оказались оторванными от зарубежных научных публикаций почти полностью. Инициативу по созданию такой группы проявил мой добрый товарищ Kees van Klooster (ESTEC ESA), с которым я сотрудничал в то время в международном космическом проекте «Радио-астрон» (наземно-космический радиоинтерферометр), возглавлявшимся академиком Н. С. Кардашевым. Kees van Klooster был в то время руководителем IEEE AP/MTT Chapter Benelux и любезно согласился оформить все организационные и финансовые дела по созданию Нижегородской группы IEEE. Я провел общее собрание кандидатов в члены IEEE AP/MTT/ED Chapter Nizhny Novgorod, на котором и познакомился с В. И. Шашкиным. Должен сказать, что ИФМ РАН, и в то время, и в последующее, был одним из активнейших учреждений Нижнего Новгорода в проведении всех мероприятий Chapter Nizhny Novgorod. Несомненная заслуга в этом директоров института академика С. В. Гапонова и его последователя члена-корр. РАН Э. Ф. Красильника.

Но движителем всех этих мероприятий в ИФМ РАН был, конечно, В. И. Шашкин. Почему я начал свое повествование с этого факта? Когда мы провожали Владимира Ивановича в последний путь на Бугровском кладбище, руководство ИФМ РАН отметило в своих траурных речах большую эрудицию Владимира Ивановича: он был хорошо осведомлен в научных вопросах не только своей области электроники, но и гораздо шире — оптики, электродинамики и др. Объяснение этого феномена простое: Владимир Иванович очень много читал научной периодики. В 90-е и начале 2000-х он самостоятельно подписывался на 4—5 изданий IEEE и регулярно прочитывал их, был в курсе тенденций вышеупомянутых научных направлений. Для меня, исповедующего ту же позицию (я называю ее позицией «отличника», как ее в шутку определяют: «отличник — это тот, кто изучил весь предложенный учителем или научным руководителем материал»), энциклопедизм В. И. Шашкина был одним из важнейших качеств, формировавших его

внешнюю высокую оценку. Он был отличником и по факту — «красный» диплом ГГУ им. Н. И. Лобачевского.

Второе обстоятельство, которое мне очень импонировало во Владимире Ивановиче — это его спортивная физическая красота. Он был, на мой взгляд, типичным представителем «гармонично развитой личности». Я бывший спортсмен (играл в волейбол за ГГУ в свое время и немного учил этому «предмету» некоторых сотрудников ИПФ РАН и ИФМ РАН) и потратил много сил на оформление своей «физической стати», но не смог бы сравняться с атлетической фигурой Владимира Ивановича, данной ему от природы. Наверное, многие скульпторы с удовольствием бы лепили его красивую голову с высоким лбом и атлетическим торсом. Не знаю, он не рассказывал о таких предложениях, да, думаю, при всей его занятости, он бы и не согласился.

По науке мы с Владимиром Ивановичем пересеклись на стезе так называемого радиовидения. На одном из семинаров, проводимых Нижегородской группой IEEE, я рассказывал о перспективах получения радиоизображений различных сцен в мм-диапазоне радиоволн для прикладных задач. Там присутствовали директор ИФМ РАН проф. З. Ф. Красильник и представители научного менеджмента НИИИС им. Ю. Е. Седакова. К тому времени в отделе Владимира Ивановича были созданы низкobarьерные диоды Шоттки, которые в дальнейшем в сотрудничестве с Ю. А. Дрягиным (ИПФ РАН), В. Закамовым (ИФМ РАН) и другими были использованы как малощумящие детекторные приемники излучения мм-радиодиапазона. НИИИС им. Ю. Е. Седакова поддержал это направление в своих интересах и финансировал ту часть, которую выполнил ИФМ РАН и НИРФИ в 2013—2015 гг. Развитие этого научного направления в ИФМ РАН в 2010-е годы пошло в сторону увеличения частоты и полосы частот детекторов.

Еще одно качество В. И. Шашкина хотелось бы отметить особо. Он был чрезвычайно доброжелательным человеком. Я не видел его никогда разгневанным или вышедшим из себя при «разборе полетов». Он всегда себя держал в рамках спокойного, квалифицированного диалога с сотрудниками и когда был заместителем директора, и когда — заведующим отделом. Эту доброжелательность отношений Владимир Иванович ценил и в друзьях, и в оппонентах.

Я очень немного осведомлен о личной жизни Владимира Ивановича, но был представлен его жене Елене Павловне. Красивая, умная, энергичная, она под стать своему мужу. О детях и внуках он говорил без сюсюканья и хвастовства, но с большой любовью. Видно было, что у Владимира Ивановича надежный тыл, крепкий дом, где его любят и всегда поддерживают.

Надеюсь, что со временем боль потери трансформируется в уважительную долгую память об этом ярком и великолепном человеке — ученом, гражданине, друге — Владимире Ивановиче Шашкине.

НЕМНОГО О ШАШКИНЕ

М. Н. Дроздов,

к. ф.-м. н., 140 отдел ИФМ РАН

С Владимиром Шашкиным мы начинали работу стажерами-исследователями в ИПФ АН СССР в далекие 1970–1980-е годы, позднее были аспирантами у одного научного руководителя – А. М. Белянцева. Тогда еще молодой директор ИПФАна А. В. Гапонов-Грехов на одном из собраний в здании НИРФИ давал напутствие начинающим сотрудникам: «...инженеры должны заниматься инженерной работой, а физики – физической». Это выражение, ставшее для нас крылатым, в те времена было пророческим: в обязанность всех сотрудников ИПФ, за исключением руководства, входили сельхозработы – «картошка» (обычно месяц в году) и подсобные работы на стройке новых корпусов ИПФ. Но мы не унывали, было много веселых и незабываемых событий в борьбе со стихией за урожай и в трудовых «физических» буднях.

После общения с сотрудником ГИФТИ, а позднее его директором Ю. А. Романовым, Владимир выбрал свою научную тематику – полупроводниковые гетероструктуры и сверхрешетки и новые способы модификации кристаллической решетки, создающие уникальные нелинейные высокочастотные свойства структур. Эти исследования тогда еще только зарождались, преимущественно за рубежом. Это определило его научные интересы на всю жизнь. В конце 1980-х годов началось расширение тематики работ института, было создано СКТБ ИПФ АН, а позднее – новый Институт физики микроструктур. Владимир предложил провести оснащение ИПФ технологическим оборудованием для эпитаксиального роста полупроводниковых структур на основе арсенида галлия для практической реализации гетероструктур и сверхрешеток и высокочастотных устройств. Эти предложения были поддержаны, и Владимир занялся новым для себя делом – закупками оборудования, поиском новых сотрудников для эпитаксиального роста и содержания оборудования, диагностики электрофизических свойств образцов и проведения постростовых процессов литографии. Для ИПФ это были совершенно новые направления работы, и опыта в них не было. Меня всегда удивляло, как и где Владимиру удавалось найти новых сотрудников для этих занятий, очень квалифицированных и впоследствии передававших свой опыт молодому поколению.

В начале 1990-х годов все оборудование было запущено в эксплуатацию с соблюдением всех санитарных требований – и начались технологические процессы и экспериментальные работы. Под руководством Владимира были получены многие важные научные и практические результаты, опубликовано не-

сколько сотен работ и защищено около десяти кандидатских диссертаций. Много, к сожалению, он доделать не успел. В Институте физики микроструктур РАН эти работы сейчас продолжаются.

Вспоминаю очень интересный и поучительный случай из нашей научной жизни. В самом начале консультаций по выбору технологического оборудования в ФТИ АН СССР (сейчас ФТИ им. А. Ф. Иоффе) по просьбе Владимира вырастили, казалось бы, рядовую пробную гетероструктуру алюминий-галлий-мышьяк (с номером №1084). Эта структура демонстрировала очень необычные нелинейные электрические свойства и релаксационную генерацию излучения с частотой до нескольких десятков гигагерц. Возможно, в спектре генерируемого излучения были и более высокие частоты, однако тогда у нас не было аппаратуры для их исследования. Эти экспериментальные результаты послужили стимулом для развития теоретических исследований, по этому материалу было опубликовано большое число работ и защищено несколько кандидатских диссертаций и, по крайней мере, одна докторская. Однако, несмотря на несомненный интерес, повторить эту структуру больше не удалось, ни в ФТИ, ни в ИПФ, ни за рубежом, где также появились теоретические модели процессов релаксационных колебаний после первых публикаций Владимира. Это стечение обстоятельств послужило Владимиру мотивом для развития полноценных средств диагностики полупроводниковых гетероструктур современными аналитическими методами и поисками проектов и средств для покупки подобных установок, не менее дорогостоящих, чем технологические.

В начале 2000-х годов Владимир потратил много сил и времени для создания и оснащения уже в ИФМ РАН Центра коллективного пользования диагностики микро- и наноструктур. Этот Центр успешно функционирует и сейчас, и решает многие аналитические и технологические задачи исследователей не только ИФМ и ИПФ РАН, но и многих научных организаций Нижнего Новгорода и России.

Владимир был экспертом немалого числа российских научных фондов и тратил много сил на изучение заявок проектов и отчетов, никогда не подходил к этому формально, стараясь дать максимально объективную оценку сильных и слабых сторон проекта, несмотря на любые регалии авторов. Конечно, эти нагрузки часто лежали в стороне от его собственных научных интересов и занимали массу времени. Но в его жизни было много других интересов и увлечений. Он очень хорошо водил машины и разбирался в их устройстве и неисправностях, что было заложено его отцом с самого детства. У него можно было получить много практических советов и по устройству загородного дома, его коммуникациям, и окружающим сооружениям. Жизнь его была наполненной и интересной до самой роковой остановки...

МОЙ ДРУГ ШАШКИН

А. И. Кузьмичев,

в 1993 – 2013 гг. зам. директора ИФМ РАН по общим вопросам

Примерно половину несправедливо короткого Володиного срока жизни мы работали вместе и дружили. В конце 1985 года я после 13 лет безуспешной карьеры в университетском институте химии поступил в ИФАН, имея в послужном списке недоделанную диссертацию по масс-спектрометрии и некоторый опыт администрирования в масштабах лаборатории. Кроме старания да полузабытых знаний из физики, ничего я не имел, всё пришлось начинать заново, добывать авторитет. Как и многие коллеги, Володя отнёсся ко мне поначалу



настороженно. Но вскоре, после осуществления некоторых совместных проектов (запомнилась теплоходная полупроводниковая конференция), между нами сложились приятельские отношения. Крупный, приятный лицом, физически сильный, Владимир Иванович располагал к себе уже при первом знакомстве. Строительство нового института, академического Института физики микроструктур, совпало с крушением страны, и нам, молодым и неопытным руководителям, приходилось действовать, полагаясь больше на здравый смысл, чем на нормы и правила, которые менялись то и дело. Поэтому особенно важным было доверие, взаимопонимание на интуитив-

ном уровне, почти сразу возникшее между нами, – должно быть, по душевному родству. Разница в возрасте у нас была почти 10 лет, но я не чувствовал себя сильно старше, напротив, часто обращался к Володе за советом и поддержкой, угадывая в нем опыт общественной работы, которого не было у меня. Не помню случая, чтобы он не выполнил обещанного, не подставил плеча, если было необходимо, отказался помочь, если был в силах. Это во всём – и в служебных делах, и в бытовых ситуациях.

Многолетняя совместная работа в дирекции Института не разрушила дружеских отношений, напротив, приятельство укрепились семейным общением, знакомством с его близкими друзьями.

Достиг ли Владимир Иванович Шашкин того, к чему стремился? Мне трудно судить, научную сторону его жизни оценить не могу; но учёные степени, публикации, выступления, безусловно, говорят о признании. Мне больше знакома житейская сторона. Одно удовольствие было следить за его стараниями в обустройстве пространства вокруг себя: квартира, гараж, ближний сад, деревенский дом – всё своими руками, с любовью, с инженерной смекалкой, основательно и надолго. Возможно, эти занятия убавляли время на науку, но я уверен, без «рукоделия» он существовать не мог.

Светлый был человек, сильный. В Институте на нём держалось многое, с его внезапным уходом многое и ушло, рухнул и привычный, надёжный мир его семьи. Безмерно жаль...

НЕСКОЛЬКО «МГНОВЕНИЙ» ЖИЗНИ

Г. Л. Пахомов,

с.н.с. отдела 140, ИФМ РАН

Хочется вспомнить несколько моментов, которые память охотнее всего выбрасывает при попытке представить самому себе нашего зав. отделом. Они все с улыбкой, теплом и печалью, словом, именно такие, какие и должны быть, когда вспоминаешь человека не близкого родства, там резче и больнее, а очень хорошего, старшего товарища в рассказе ещё более юным коллегам. Ну и, конечно, с иронией, свойственной всем в нашем заведении, по поводу и без...

1. Пятничный синдром

Сейчас, конечно, не то. То ли поднаелись мы теперешним сытым бытом с привычной элитной выпивкой и жратвой. То ли просто возраст уже заставляет видеть прошлое значительным, а нынешнее — мелковатым. Или просто забот стало больше, а только вот эти прекрасные пятничные посиделки в общей комнате отдела 140 стали не так хороши. А лет 15 назад случайно принесенная в институт и вовремя вынутая бутылка обычной водки вызывала большой ажиотаж. Доставалось из морозилки сало, резался подсохший хлеб, находилась чья-то банка консервов. В опустевшем корпусе встречался давно не встречаемый коллега, у которого была припасена и вторая. Четыре-пять человек садились вокруг неровного стола. Работа окончена, домой не срочно — пятница, а потом выходные. И лишь только за парой тостов разгоралась глубокомысленнейшая дискуссия об устройстве мира и всём таком... В плохо прикрытую дверь слышались тяжелые шаги, она открывалась, и на пороге появлялся Шашкин.

Гомон затихал. Он обводил всех особенным начальственным взором и некоторое время молчал. Это было необходимо, чтобы мы все осознали, что происходит и сами устыдились. И действительно, мы все вдруг начинали осознавать, что мы вообще-то на работе. И что время-то ещё даже и не позднее, да и день совсем не праздничный. Будний, между прочим, рабочий день. Вот начальник, например, он-то работает. Он сидит в своем кабинете и думает, а не мнёт нетерпеливой рукой рюмку, смущенно ухмыляясь...

Не говоря ни слова осуждения, Шашкин выбирал нужного человека и обращался к нему с формальным вопросом, скажем, про свежие кривульки, начатую статью, починаемую железку и пр. И они уходили с несчастным в кабинет 208 для обсуждения. Оставшиеся некоторое время переглядывались, постепенно смелея,

и застолье возобновлялось. Минут через 10–15 появлялась жертва и наворачивала упущенное. Кто-то спрашивал: ну зачем, мол, вызывал, что говорил? И человек отвечал, надолго переводя отвлеченную тему обратно, на родные отделские проблемки. Через некоторое время Шашкин обязательно заглядывал ещё раз и, притворно хмурясь, говорил что-то типа «ну вы смотрите у меня, шоб всё было тихо». И уходил.

Такие сцены по пятницам повторялись регулярно и имели огромное объединительное значение. Владимир Иванович действительно много, по-настоящему работал. Всегда был на связи. Занимался не только делами, которые были ему и впрямь интересны, но и теми, которыми должен был заниматься, причем последние явно отнимали у него много душевных сил. Когда писалась его докторская, он ездил в институт почти каждые выходные в течение года или нескольких, точно уже не помню. В будни уходил тоже поздно, предварительно совершив неспешный моцион по нашей части коридора, с обязательным заходом к Коле Востокову для научной и к Мише Дроздову для, скорее, философской беседы. И всё равно, вот это спокойное пятничное назидание, вот это отеческое отношение к проказливым, но любимым своим сотрудникам, сейчас всплывает особенно легко, оно объясняет, почему так хорошо и с удовольствием жили в нашем отделе такие неодинаковые люди и почему такого больше никогда не будет...

2. Форма №1

Как и в пословице про человека, которого встречают по одежке, научный проект, вернее, заявка на него, воспринимается экспертами по аннотации. Да, конечно, бывает и так, что весьма стоящие мысли авторы заявки выражают путано, неубедительно или не в той манере, которая принята в данной научной прослойке. И хотя неповерхностная работа эксперта как раз и заключается в том, чтобы как следует разобраться в замысле, а не плыть по течению красиво и солидно написанных фраз (в этом-то теперь много мастеров), встречают все-таки по одежке.

И это, наверное, правильно: умей выражать обещания четче — будет легче их выполнять...

Помню, как удивительно было мне, химику, занимавшемуся органической электроникой ещё на курсовой в 1990-м, читать комменты экспертов физических секций, ругающих одну из моих первых самостоятельных заявок, например, за «никому не понятное сокращение OLED» (Дело было в 2005 году! Через несколько лет оно не вызовет вопросов даже у подростка, а скажем НЕМТ до сих пор мало кому известен). Естественно, я пошел повозмущаться и посожалеть об этом к Шашкину. Он посмотрел на меня хитро, с прищуром, и, во-первых, нисколько не удивился подобной «несправедливости», а объяснил, как устроен хорошо им понимаемый экспертный мирок. Во-вторых, дал несколько, как обычно, крайне по-

лезных советов, в том числе как выразаться правильно тут, а не там. И, в-третьих, по моей просьбе стал прочитывать «форму №1» всех последующих моих заявок перед отправкой в фонды.

Я, конечно, не мог его просить читать всю заявку: дел у него было и без этого полно, в том числе и этих самых экспертиз (а к ним он подходил ну почти непредвзято, прочитывал кучу литературы и знал, как мне кажется, всех по стране, кто был связан как с его любимыми, так и с соседними направлениями). Но было уже и так неплохо. Форма №1 — краткая аннотация, нарратив, с некоторыми вариациями присутствует в любом проекте. И не знаю, кто как, а я не пишу «с конца», я пишу с начала и стараюсь дальше развить тему, она обрастает подробностями, и я представляю, чем дело должно завершиться. Именно поэтому вовремя подправленная мысль, подсказанный верный термин, отсеченная, чего уж греха таить, пустопорожняя наукообразная каша, которая часто выползает за неимением хорошего хода, — всё это было о-о-очень полезно. Не могу сказать, что вот тут-то карта и попёрла, нет. Но я сам себя стал чувствовать увереннее, что, согласитесь, дорогого стоит.

На редкость пронизательно, даже слегка обида брала, Шашкин видел слабые стороны, которые я, казалось, так талантливо заметал под ковер из нарочито «химических» пассажей. А сильным — радостно удивлялся, оживлялся весь, видно было, что не наплевать, что хотелось бы ему и самому в этом поучаствовать. Что сохранилось то самое настоящее научное любопытство, ради которого когда-то мы и занялись этим странным бизнесом, да потом как-то оно поутихло, сузилось и поехало по накатанным рельсам.

Ну и кругозорище у него был — поразительный! Кого-то обижу мнением, но нет в нашем институте человека с таким же широким диапазоном знаний, идущих глубже простого интереса к теме, серьезных и всегда открытых для коллег. Вернее, не было.

3. Химики

По роду занятий, для всяких переговоров, мне приходилось время от времени приглашать в отдел своих бывших или нынешних, или же планируемых на будущее, коллабораторов из химических институтов или университетов. Ну и если в итоге затевалось что-то совместное, то из соображений не только субординации, но и здравого смысла — я их вёл к Шашкину на беседу.

Не скрою, это было отдельное удовольствие, мини-спектакль, который я любил наблюдать из первого ряда партера, сидя у него в кабинетике, куда, постучавшись, заводил своих коллег. Медленно откатывался он от монитора и разворачивался на 90 градусов к своему большому столу. Приглашал садиться и сцеплял ладони или теребил, временами пристально вглядываясь в какую-нибудь безделушку на своём столе, их там всегда валялось несколько штук. И такая ис-

ходила от его массивной фигуры солидность, авторитетность — что ли, что первое время незнакомому человеку нельзя даже было разобрать — доброжелательно он слушает или нет.

Люди начинали излагать свои химические планы, потихоньку понимая их узость и незаконченность в глазах такого серьезного слушателя. А он, надо сказать, слушал внимательно, понимал, ну, может, и не с первого раза, сюжет и переходил к диалогу. Внезапно оказывалось, что примерно такими же вещами он когда-то и где-то уже пытался заниматься, но ничего путного не вышло. Вот потому-то и потому-то. Или что дело у них интересное, но от его понимания далеко (ёрничал, конечно). И неожиданно предлагал поизучать что-то другое на основе их материалов, а не то, на что рассчитывали визитёры. Потому что то, другое, — более важно и своевременно. Это было прекрасно. Химики млели и понимали, что идёт взаимно выгодное обсуждение, и коллаборация возможна, и даже желательна. Просто для этого надо ещё немного подтянуться, поисследовать поглубже свои собственные соединения и прийти ещё раз...

...Я с прошлого года участвую в одном сильно междисциплинарном проекте, на входе в который мне, чтобы вникнуть, пришлось (карантин помог!) написать здоровенный такой обзор по неродной «супрамолекулярной» тематике и общие задачи. Закончив, я попросил химических участников, прочитавши, немного задуматься о шагах навстречу нашей стороне, измерительно-технологической. Так как совместный проект — это не просто передача образцов, нате возитесь, авось что и выйдет. Тут нужно внятно представлять всю цепочку реально совместных действий и на равных вкладываться в результат.

Нет, о-о-очень трудно людей к этому подтолкнуть: мы, мол, делаем от сих и до сих, дальше — не умеем, не знаем, а значит, на самом деле — не хотим. Эх, как бы тут уместно было привести их разок-другой к Владимиру Иванычу...

Или самому «включить» Владимира Иваныча, этому надо было научиться...

ВСТРЕЧИ С В. И. ШАШКИНЫМ

И. А. Обухов,

техн. директор АО НПП «Радиотехника», Москва

С Владимиром Ивановичем Шашкиным и его женой Еленой Павловной я познакомился в 1998 году на конференции КрыМиКо. Владимир Иванович выступал на конференции с докладом «Планарные диоды с управляемой высотой барьера Шоттки для детекторов микроволнового излучения» (авторы: В. И. Шашкин, В. Л. Вакс, В. М. Данильцев, А. В. Мурель, А. В. Масловский, О. И. Хрыкин, Ю. И. Чеченин, А. В. Шабанов).

Мы встретились в пансионате «Изумруд» в бухте Ласпи, где проходило заседание секции по нанoeлектронике и нанотехнологии, а также банкет. Владимир Иванович активно участвовал в заседании, задавал много вопросов. А после мы разговорились за рюмкой хорошего коньяка. Не помню уже точно содержание беседы, но в памяти сохранилось ощущение приятного общения с умным и свободным человеком.

Оказалось, что у нас есть много общих научных интересов. Например, проблемы нанолитографии, которыми занимался Владимир Иванович вместе со своими коллегами из Института физики микроструктур РАН (г. Нижний Новгород). В результате на Крымской СВЧ-конференции следующего, 1999 года был сделан пленарный доклад «Создание наноразмерных элементов методами атомно-силовой литографии» (авторы: Н. В. Востоков, Д. Г. Волгунов, В. Ф. Дряхлушин, А. Ю. Климов, В. В. Рогов, Л. В. Суходоев, В. И. Шашкин).

Этот доклад был очень интересен с научной точки зрения, а также важен для формирования на конференции нанотехнологической тематики. В те сложные для науки и ученых, ранее работавших в военно-промышленном комплексе СССР, годы КрыМиКо была чуть ли не единственной конференцией, поддерживающей их научные и человеческие контакты. Владимир Иванович помог конференции в расширении тематики и в привлечении новых участников. Помог и лично мне, как члену программного комитета, ответственному за наноуправление.

В скором времени по рекомендации Владимира Ивановича Шашкина в программный комитет КрыМиКо вошел представитель Института физики микроструктур РАН — прекрасный специалист и замечательный человек Владимир Филиппович Дряхлушин. Он курировал вопросы нанотехнологий.

В дальнейшем мы почти ежегодно встречались с Владимиром Ивановичем и его женой Еленой Павловной в Севастополе на конференции КрыМиКо. Подолгу беседовали о волновавших нас проблемах науки, политики и жизни. В беседах

активно участвовала сформировавшаяся в Севастополе дружеская компания людей, получавших удовольствие от взаимного общения. Это моя жена Ольга, ее отец Николай Федорович Карушкин (Киев), Елена и Геннадий Горохи (Минск), Жанна и Игорь Абрамовы (Минск), Александр Казак (Иваново), Алексей Алексеев (Санкт-Петербург), Елена Федоровна Шека (Черноголовка), нижегородцы Владимир и Наталья Паршины, Константин Гайкович и Александр Смирнов. Периодически в наших встречах принимали участие председатель оргкомитета КрыМиКо Павел Петрович Ермолов (Севастополь) и другие коллеги, приезжавшие на конференцию.

Николай Федорович очень любил обсуждать с Владимиром Ивановичем тему «продвижения в субмиллиметры». Когда-то Н. Ф. Карушкин был главным конструктором ВПК СССР по проблеме развития новых частотных диапазонов и стремился поделиться своим богатым опытом создания новых СВЧ-приборов. В кругу семьи он называл Владимира Ивановича Шашкина «настоящим русским богатырем».



Владимир Иванович был очень добрым и заботливым человеком, всегда помогал друзьям и знакомым. Неоценимой оказалась и его помощь мне в организации защиты моей докторской диссертации. Обдумывая этот трудный шаг, я в беседе на пляже в Севастополе поинтересовался у Владимира Ивановича, насколько реальна перспектива защиты соискателя, работающего в коммерческой структуре и не имеющего никакого отношения к Академии наук и Высшей школе? Он обещал подумать и посоветоваться со знающими людьми.

Через непродолжительное время Владимир Иванович рекомендовал мою работу профессору В. Я. Демиховскому из университета Нижнего Новгорода. И все прошло удачно, в немалой степени благодаря поддержке и авторитету Владимира Ивановича.

Так уж сложилось, что основное наше общение происходило в Севастополе на конференции КрыМиКо. В отличие от очень многих коллег, предпочитавших проводить максимум времени на пляже, Владимир Иванович, приезжая на конференцию, старался извлечь максимальную пользу из этого научного мероприятия. Он посещал все секции, которые были ему интересны, и задавал много вопросов выступавшим, иногда не очень для них приятных. Проблемы качества науки были очень важны для Владимира Ивановича.

Бывали случаи, когда уже вечером в ходе дружеского ужина Владимир Иванович интересовался у меня, как у члена программного комитета, по какой такой причине тот или иной откровенно слабый или даже странный (читай лженаучный) доклад попал на конференцию. Всегда, конечно, находились «объективные» объяснения, но, по существу, он был прав: программному комитету не хватило научной принципиальности для отклонения того или иного доклада.

Как правило, это было связано с нежеланием обижать автора, имевшего вполне добротные предыдущие работы, но на этот раз дилетантски вторгающиеся не в свою область с «фантастическими» идеями и трактовками. Думалось, что дискуссия на конференции «вправит коллеге мозги». Иногда так и случалось, но не всегда.



Владимир Иванович стоял на принципиальной позиции. Хорошие работы – хорошие, а плохие – плохие. И не следует делать поблажек даже заслуженным авторам. Многие серьезные специалисты были вынуждены признавать свои ошибки или недоработки «под огнем» критических замечаний профессора Шашкина. Кому-то это помогало получить через некоторое время серьезные достоверные результаты.

Доклады самого Владимира Ивановича всегда отличало высочайшее научное качество. Результаты были абсолютно достоверны, аргументы точны и продуманы. Он многие годы занимался рядом интереснейших проблем современной электроники. В частности, низкobarьерными полупроводниковыми структурами и их применением для радиовидения и детектирования терагерцового излучения. Интересовали его и терагерцовые генераторы. Эти направления его деятельности, наряду с упомянутыми уже нанотехнологиями, были мне наиболее интересны.

Так случилось, что проблемы преобразований российской науки последних лет мы обсуждали мало. Но у меня сложилось впечатление, что Владимира Ивановича эта тема сильно волновала. Люди, по-настоящему любящие и уважающие свое дело, обычно тяжело переживают последствия вредных для этого дела и несправедливых решений. А отрицательные эмоции накапливаются.

Последний раз мы виделись в Севастополе в сентябре 2019 года. На этот раз жили в разных концах города, поэтому общались не так часто, как многие годы до этого, когда размещались в любимом пансионате «Омега» вблизи дачи командующего Черноморским флотом. Но поговорили и на секциях, и вечером в ресторане.

Во время этих последних встреч в Севастополе мне показалось, что Владимир Иванович воспринимал различные мелкие события ближе к сердцу, чем обычно. Может быть, причиной этого были неурядицы последних лет в нашей науке, неизбежно отражавшиеся на моральном климате в исследовательских институтах? Не знаю...

Я и моя семья всегда будем помнить Владимира Ивановича Шашкина, надежного, доброго и умного человека, верного друга. Нам его не хватает.

ЭТО БЫЛО В ПОХОДЕ

Т. Ф. Чаулина,

двоюродная сестра В. И. Шашкина

Мы с Володей последние годы виделись редко, а в молодости были дружны, несмотря на разницу в возрасте в 8 лет. Он уже в детстве сочетал в себе светлый ум и умелые руки (сочетание весьма редкое в наше время). Он и внешне был похож на былинного богатыря Добрыню: русоволосый, светлоглазый, добродушный богатырь с отменным чувством юмора и лукавинкой в глазах.

Но в его жизни был эпизод, который помог ему уже в юности переосмыслить многие его поступки, отношение к людям, и помог научиться принимать взвешенные решения, стараться никого не обижать и никого не осуждать.

Это было очень давно... Володька был юным 18-летним мальчишкой, которому не хватало адреналина. Мы с ним пошли в сложный поход на байдарках по реке Куре. В тот год в реке была очень высокая вода и все пороги имели повышенную сложность. Было очень много переворотов, некоторые кончались трагически. И в нашей группе на сложном пороге один из парней потерял весло. Запасного у нас не оказалось, и я отдала ему свое. К тому времени я уже была опытным походником, а Вовка обладал недюжинной силой и все решили, что мы справимся лучше всех. Половину дня и половину ночи Шашкин, как дятел, долбил большой кусок дерева (упорства ему не занимать) и выдолбил мне весло, которое было сырым и весило раз в пять больше обычного. Держать в руках, а тем более грести этим чудом плотницкого искусства было очень тяжело, поэтому основная нагрузка досталась Володе. Он работал в два раза больше других, но ни разу не пикнул, а только подтрунивал надо мной, называя меня богатыркой-синеглазкой. Сил становилось все меньше и меньше, когда мы подошли к порогу с красивым названием «Мальвина». Это был страшный порог наивысшей категории сложности. Представьте огромные камни и скалу, о которые бьются с огромной скоростью волны. Вода бурлит, кипит, ревет, и только в одном месте виден узкий слив, куда можно направить лодку. Мы долго стояли на берегу и думали, идти в порог или обнести его. Но не зря мы с Володей были «одной крови», в нас обоих была тяга к преодолению препятствий. Десять раз обсудив траекторию сплава, спустили лодку на воду и пошли в порог. Я никогда не забуду рев воды, огромные буруны, волны, отскакивающие от скал и Вовкин истошный крик: «Левой!» Но как мы ни старались, нам не хватило нескольких сантиметров, чтобы войти в струю. Нас развернуло, накрыло волной, перевернуло лодку и понесло по течению с невероятной скоростью. Я вынырнула сразу, ухватилась за байдарку —

и вдруг увидела Володькино весло, а его самого нигде не было. Время идет, а его все нет. У меня уже ноги замерзли, сердце задрожало, и я приготовилась к самому худшему. Но не таков был мой брат Владимир Шашкин — борец и победитель, чтобы сдаться на милость стихии. Он в последний момент сумел освободиться от державшего его фартука (предмет снаряжения байдарки) и вынырнуть наружу. Когда я увидела среди бурунов красную каску и Володькину голову под ней — у меня перехватило горло и полились слезы радости. Володя был белый, как смерть, и потом уже он мне сказал, что заглянул в глаза «костлявой» и понял ценность, благодать и краткость жизни.



Речные дороги...

После прохождения порога на Куре





Он не любил вспоминать этот эпизод, в котором он проявил все свои наилучшие качества, которые пригодились ему в жизни: упорство, стремление бороться до последнего, железную волю, трезвый расчет и силу духа. Они сопровождали его всю жизнь, помогали ценить дружбу и любовь. Его всегда отличало бережное отношение к окружающим, желание помочь и поддержать близких ему людей.



НЕ УШЕЛ, ОН ГДЕ-ТО РЯДОМ

А. Л. Голованов,

однокурсник, друг, бизнесмен, Москва

Сейчас, на момент написания мною этих воспоминаний о Владимире Шашкине, уже более полугодом как его нет с нами. Очень непросто писать о друге, когда ты никак не можешь поверить, осознать, что его уже нет, что сколько бы ты ни набирал номер его телефона (который, кстати, я так и не смог стереть из записной книжки), я больше никогда не услышу его голоса, больше никогда не смогу получить совет, никогда не смогу просто получить «веселый пинок по жизни».

Вовка

В сентябре 1975 года я поступил на первый курс радиофака. Тогда я жил на улице Минина и на учебу ездил на троллейбусе, который медленно «чапал» со своей конечной остановки по Свердловке, через площади Горького и Лядова, а далее по проспекту Гагарина к университету. Был еще и другой вариант, когда можно было весь этот путь проделать в два раза быстрее (соответственно, и в два раза дороже) на маршрутном такси, которое шло тем же маршрутом. Когда до начала занятий оставалось 10—15 минут, я уже не думал о финансовой составляющей, а бежал на «маршрутку»... И тут я стал замечать, что практически всегда по утрам встречаю еще одного студента с нашего курса, и мы вместе бежим от остановки до четвертого корпуса университета. Так мы и познакомились. Это был Вовка, в те годы он жил у сестры на улице Ульянова.

Первые два года мы учились в разных группах, начиная с третьего курса стали осваивать электродинамику на одной кафедре. А еще дружили, вместе постигали физику, вместе не любили военную кафедру, вместе ходили в походы... Позднее Вовка был у меня свидетелем на свадьбе, потом мы дружили семьями, несмотря на то что жили в разных городах, вместе неоднократно ездили в отпуск, иногда просто, чтобы поболтать, приезжали друг к другу в гости...

Вспоминая прошедшее, невольно на ум приходит воспоминание, что Вовкину дочку Ирину я называл «Племяшкой», а следовательно... (да так оно и было) Владимир Иванович Шашкин был мне как брат...

Удивительно меткие мысли и слова

Вовка очень часто высказывал мысли, которые были не то чтобы провидческими, но выражали такую внутреннюю суть и мудрость...

Не помню, в каком году, Вовка вернулся из командировки в Америку. Выступал на конференции. Потом немного попутешествовал по стране, пытаюсь, как физик, понять всякое явление изнутри и сформировать свое мнение и отношение.

«Знаешь, Шура, — рассказывал он мне потом, — я понял суть американского образа жизни. Ты получил зарплату, ты заплатил налоги, заплатил за дом, страховку за машину, за обучение детей, за маникюр жены... И если у тебя осталось 200 долларов в кармане, ты богатый человек... Независимо, сколько ты заработал в месяц — 5 тысяч долларов или 20 тысяч. Если ты зарабатываешь 5 тысяч — у тебя определенная квартира, машина, определенная школа у детей... Если ты зарабатываешь 20 тысяч в месяц — у тебя совершенно другого уровня дом, в котором ты живешь, в твоей семье дорогая машина (даже не одна), дети ходят в элитный колледж... Но принцип одинаковый — накопить денег невозможно, ты еще не успел заработать денег, а уже у тебя все вычли и ты все потратил. И живешь ты на кредитную карту, которую раз в месяц в день зарплаты пополняешь.... И так оно как-то получается, что у тебя вроде бы все есть, а по жизни получается — у тебя твоего ничего нет. И стоит тебе остановиться в процессе зарабатывания денег — ты можешь оказаться нищим! И еще я понял, чем мне не нравится Америка. Она как мощная раздутая пивка, высасывает умы из других стран. Переманивает к себе лучших ученых, артистов... Да, там платят за работу большие, по нашим понятиям, деньги, но там образ жизни и культура совсем другие... Не хочу. Не люблю. Не мое!» — последние слова, я думаю, Вовка говорил про себя.

Возможно, глядя на то, что происходит сегодня в мире науки, возникала и у него мысль покинуть страну. Процентом 10, а может и 20, выпускников нашего курса покинули Родину. Но мне кажется, один раз для себя решив: «Не мое!» — Вовка к этому вопросу больше не возвращался. А вот суть американской жизни, высказанная словами Шашкина, запала мне в душу. На мой взгляд, хоть и рассказал он мне это около 20 лет назад, и могу я эти мысли сравнить и с другими источниками, мне кажется, что Вовка, как всегда, смог уловить и определить главное.

«Шура, — как-то вдруг во время одной встречи сказал мне Володя. — А ведь ты живешь жизнью, которой не живешь...»

«Эка завернул», — подумал я. Честно говоря, я тогда толком и не понял, что такое Вовка сказал и что он имел в виду. Может, просто завидует? Нехорошая мысль гордеца промелькнула в голове...

Была середина 90-х годов. Я ушел из аспирантуры, стал заниматься бизнесом, у меня было свое производственное деревообрабатывающее предприятие в Кировской области, кроме этого, занимался торговлей, покупал и продавал векселя и ценные бумаги. Тогда все друг у друга под проценты занимали деньги, отдавали их под более высокие проценты. Были еще финансовые пирамиды... и много других примет тех лет.

«Ну и что, что у меня долг 150 тысяч долларов. Мне ведь должны более 300 тысяч», — так думал я, меняя машины, вляпываясь в новые проекты...

И только когда в один прекрасный момент мои должники пропали, разборки с бандитами стали ежедневными, а все проекты рухнули и я остался один на один со своими долгами, я вспомнил Вовкины слова и подумал, что раньше надо было задуматься над его предупреждением. Никакая не зависть, а просто трезвая мысль крепко стоящего на земле человека была тогда в его словах. Он тоже ко мне относился как к брату, очень переживал за меня и пытался как-то со мной поделиться своими мыслями и сомнениями.

Через пару лет мне удалось все изменить, в первую очередь я отдал долги, которые был должен Вовке и его друзьям. Хоть он и говорил, мол, не торопись, с бандитами сначала разберись. Но тогда я для себя сделал два глобальных вывода: первое, у друзей денег под всякие проекты стараться не занимать. И второе, почаще вспоминать и примерять к дню сегодняшнему Вовкины слова: «Шура, а ведь ты живешь жизнью, которой не живешь....»

«Шура, а знаешь, я тут недавно отказался от портфеля министра», — во время одной из наших встреч как-то неожиданно сказал Вовка.

Небольшое отступление. Не могу вспомнить, когда и почему Вовка меня стал звать Шура. Дома меня так никогда не звали, да и сейчас для меня имя это какое-то не мое. Но Вовка вдруг стал так меня звать, и с его легкой руки Воробьев, Трянин, да и другие горьковские друзья тоже...

Сейчас, когда я пишу эти строки, задумался: нынче величают все по имени-отчеству, и только мой период жизни в Горьком связан с этим именем, которым меня всегда звал Вовка...

Но вернемся к «портфелю министра»...

«Так вот, — продолжает Вовка. — Неожиданно приезжает ко мне один наш общий знакомый и говорит прямо, мол, портфель министра хочешь? И причем предлагает министра настоящего, не какого-то там чиновника областного ранга, а должность министра Российской Федерации... Я, понятное дело, удивлен. И никак в толк не возьму, о чем это он говорит. А он мне и поясняет, что на выборах в 2000 году Боря Немцов планирует баллотироваться на пост Президента России. Ну и уже сейчас (а это был 1995-96 год) начинает готовить и собирать команду, чтобы понимать, с кем идти, на чью помощь можно рассчитывать, кому, что надо изучить...»

Сейчас, когда с этого времени прошло более четверти века, могут показаться наивными и глупыми такие мысли и политические амбиции. Но тогда это была середина лихих девяностых годов. Совершенно непонятны были и стратегия развития государства, и политические расклады. Тогда мы еще наивно верили, что человек может честно победить на выборах и самостоятельно реализовать свою стратегию... Наверное, сейчас это кажется наивным, но тогда такое предложение

от Бори Немцова могло казаться реальным и перспективным. Надо отметить, что, на мой взгляд, Вовка с большим уважением относился к Борису Немцову. Во-первых, считал его человеком, безусловно, умным. А во-вторых, зная его по совместной работе, считал его хорошим управленцем и весьма перспективным политиком.

«Ну и что ты ответил на это предложение?» — спросил я у Вовки.

«Ну, что я ответил... Сам понимаешь, я же физик, а не политик. Никогда во власть не стремился и не стремлюсь. Не мое это. А на предложение я ответил, что Боря, при всем к нему уважении, никогда президентом России не будет».

Ленка

В сентябре 1975 года, придя на первую лекцию, мы увидели на доске объявление, написанное крупными буквами:

*МАЛЬЧИКИ РАДИОФАКА!
ДЕВУШКИ С ВМК ПРИГЛАШАЮТ ВАС НА ВЕЧЕР,
КОТОРЫЙ СОСТОИТСЯ СЕГОДНЯ...
ПРИХОДИТЕ, НЕ ПОЖАЛЕЕТЕ!*

Я точно знаю одного человека, который пошел и не пожалел — это был Вовка. Он пошел, и на этом первом своем студенческом вечере познакомился с прекрасной девушкой — Еленой Мочкаевой, которая через три года сменила свою фамилию и стала Еленой Шашкиной!

Среди большинства наших одноклассников эта пара стала одной из немногих (не говорю единственной, буду честен, есть еще отдельные редкие «штучные» примеры), кто более сорока лет прожили вместе и такой союз во многом достоин примера и подражания.

Думаю, что, как у всякого длительного, многолетнего союза, были и свои «штормы», и «снегопады», и разные мысли, и многое-всякое. Конечно, в этом союзе главным был Владимир Иванович. Но, хорошо зная их обоих, могу отметить, что не только Володина сила и авторитарность, но и Аленина мудрость позволили сохранить и удержать их брак.

Прекрасно помню, как им было тяжело, когда Вовкиной зарплаты заместителя директора не хватало на траты семейного бюджета. Прекрасно понимаю, что многочисленные искушения 90-х годов толкали Вовку уйти из физиков, точно знаю, что если бы не жена, Вовка так никогда бы и не защитил докторскую диссертацию...

Известная фраза: «Сила мужчины в той женщине, что находится с ним рядом» — как нельзя метко и точно отражала их отношения



Володя на первом курсе, когда познакомился с будущей женой



Вот уж действительно, это были две совершенно различные половинки одного целого. И прекрасно осознаю, как сейчас тяжело Лене. Надеюсь... уверен, она с этим справится.

Справится. Потому что Вовка не ушел, он остается рядом.

ЗА ВСЕ, ЗА ВСЕ БЛАГОДАРЮ

Е. П. Шашкина

С огромной благодарностью всем, кто помнит и так тепло вспоминает моего любимого мужа, я пишу эти строки. И конечно, особая благодарность институту, в создании и развитии которого Владимир Иванович принимал большое участие, отдал не только много десятилетий своей профессиональной деятельности, но и свои силы, ум и тепло души, и особенно Захарию Фишелевичу Красильнику, Владимиру Лейбовичу Ваксу и всем сотрудникам отдела 140.

Невозможно писать о Володе в прошедшем времени. Он в моих каждодневных мыслях и делах, в наших детях Ирине и Денисе, внуках Арсении, Марке и особенно в маленьком Мишеньке, который был так любим дедом и очень на него похож; в доме, где почти все сделано его золотыми руками, в сотнях инженерных решений на даче и в гаражах, в его машине, которая сиротливо стоит в гараже, в молчащем телефоне, который чудом случайно записал три его коротких звонка...

41 год мы прожили вместе, а были знакомы чуть ли не 50 лет (он очень любил рассказывать историю, что мы в 12 лет вместе ехали в автобусе в Выксу: я — к своим родственникам, он — домой от сестры. Он уступил мне место, мы разговорились. И он помнил это случай, говорил, что это судьба нас не один раз сводила...).

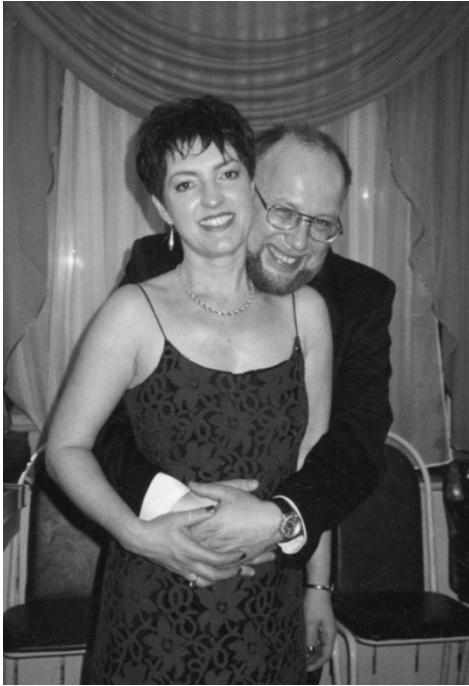
Вся моя жизнь — это он рядом, моя опора, надежда, любовь. Мы встретились в университете почти на первом же занятии по библиографии в октябре 1975 года, студенты: я — ВМК, он — радиофака. Потом я пригласила его на танец на вечере первокурсников. И с тех пор наши жизни пошли параллельным курсом. Он ездил ко мне на проспект Героев, возвращаясь на последнем троллейбусе домой на улицу Ульянова, уходил в походы на байдарках по бурным рекам Сибири и Кавказа, руководя группами, мы встречались с друзьями, оба прекрасно учились. На 4-м курсе, 27 января 1979 года, мы поженились и первые 16 лет жили с моими родителями большой дружной семьей.

Дед Володи по отцовской линии Спиридон из деревни Черничинка Владимирского уезда по нынешним меркам был бизнесменом, предпринимателем, совершал выгодные сделки, приумножал блага семьи. Видимо, его гены унаследовал Володя, как и гены своего отца Ивана Алексеевича — он всю жизнь старался сделать быт семьи удобным, не покладая рук работал и многого добивался своим трудом. А я ему во всем помогала. В тяжелые 90-е годы, когда бюджетники

жили очень тяжело, а надо было оплачивать взносы в нашу кооперативную квартиру в университетском доме на улице Деловой (ныне улица Александра Хохлова, в память о ректоре Александре Федоровиче Хохлове), я оставила свои научные работы в НИИ ПМК при ННГУ и пустилась в первые волны зарождающегося свободного предпринимательства в стране — сначала организовала курсы брокеров бирж, потом английского языка, а затем занялась взаимозачетами на РЖД, была представителем Российского фонда федерального имущества по реализации долгов, руководителем станкостроительного предприятия... Так и выжили.

Вся жизнь после трагедии калейдоскопом картинок перед глазами:

- мы, счастливые, на свадебных фотографиях;
- мы в походе на реке Пшехе на привале едим горный мёд, а рядом — поле пионов;
- он счастливый под окнами роддома, а я показываю ему маленькую Иру;
- мы с маленькой 2-недельной Ирой с ОРЗ в 1-й городской больнице, Володя взял отпуск и в ноябре целыми днями стоит под окнами больницы, подерживая нас;
- через 7 лет, к 10-летию свадьбы, родился долгожданный сын Денис, копия папы, ребенок с детских плакатов о счастливом детстве;
- Володя несет с прогулки 8-летнюю Иру на руках, она сломала ногу. Ехать в больницу зимой в то время было сродни подвигу: лысая летняя резина, скользкая дорога;
- мы в многочисленных поездках — на конференциях, на отдыхе в Турции, Египте, Израиле, фотографии запечатлели счастливые моменты жизни... Отдельная история — конференция КрыМиКо в Севастополе, с 1998 года практически ежегодная встреча с учеными России и Украины в пансионате «Омега», интересные разговоры, полезные споры, ласковое море;
- с 1984 года мы — дачники в грибных местах, деревня Одинцы Борского района. С 2002 года строим большой дом, очень много сделано своими руками, изящные инженерные решения, субботние посиделки с соседями, занятия с внуками, помощь моей маме по хозяйству;
- еще одна дача прямо у дома, с выходом из гаража, обустроена под встречи с друзьями, богата урожаем, прогулками с внуками зимой и летом;
- абсолютное знание, кажется, всего, что касается машин, их показателей, удачных и неудачных решений, историй с ними, журналы «За рулем» — повсюду. И в целом — энциклопедические знания всего, вечерние разговоры, интересные рассказы, удивительные истории. У огромного сильного человека очень трепетная душа, без слез не мог смотреть любимые фильмы: «В августе 44-го», «Они сражались за Родину»... читать про Псковский батальон, стихи Высоцкого... Тяжело переживал уход близких, друзей;



- перевез родителей (Володя — поздний ребенок: матери было 42 года, отцу 46 лет, когда он родился) из Выксы в Нижний Новгород, каждый день навещал, в течение почти трех лет организовал уход сиделок за ними. Они ушли почти в 90 лет. В дни памяти и дней рождений мы ездили на могилы. Володя и умер в день рождения отца, 26 марта, — день, в который мы 18 лет до этого ездили на кладбище, все время удивляясь: какая бы ни была погода, кладбище всегда встречало нас солнцем... такой оптимистичный и жизнелюбивый был Володин отец Иван Алексеевич Шашкин. И такой светлый, потрясающе умный, верный, бесконечно надежный и любимый был Володя, всегда помогал однокурсникам, сотрудникам, друзьям, соседям, близким...

Я надеюсь, что Володя прожил счастливую жизнь. Он реализовался в выбранном им пути, был настоящим профессионалом, экспертом в своей области, очень любил свое дело, отдал много сил на организацию института, своего 140 отдела, очень гордился своими сотрудниками, радовался их успехами. Он был любим и сам очень любил свою семью, много путешествовал, имел хоть и немного, но очень преданных друзей, разные хобби, был настоящим мужчиной, умел строить, ремонтировать, кажется, ему подвластны были все виды работ. Жил полной жизнью, как будто понимая, что ему отмерено немного.

Он очень торопился, собирая все свои научные работы, очень гордился тем, что написал 505 статей, что его научные интересы были столь разносторонни. И закончил он эту работу всего за 3 дня до инсульта. Я думаю, что ему было бы очень важно знать, что эта книга вышла.

Я ещё не знаю, как я смогу жить без него, до сих пор не могу поверить, что он не откроет дверь, не позвонит. Но я очень благодарна ему за то счастье, которое он мне подарил, за любовь, которую мы смогли пронести через всю жизнь, за высочайший интеллект и преданность семье, трудолюбие, абсолютную надежность, исключительную порядочность, за наших прекрасных детей...

ОН ПОНИМАЛ МЕНЯ КАК НИКТО

И. В. Шашкина

Я этот текст пишу в книгу, которая готовится к печати. Книга посвящена моему папе... И, честно говоря, справляюсь с трудом. Я как-то долго шла к этому моменту и бесконечно его откладывала. Просто хочется говорить много, но это больно, и нет никакого опыта, как справляться с этой болью. И нет рядом никакого похожего на папу человека, с которым можно было бы обсуждать, рассказывая про папу, делиться. Буду ждать, когда Миша вырастет, и буду продолжать рассказывать ему все свои воспоминания...

А воспоминания и ощущения от папы у меня очень теплые, ценные, там всё то, что сформировало меня такой, какая я есть.

Вот думаю, какие же смешные или важные поступки у нас были, о которых нужно рассказать. А память постоянно воспроизводит, как снова и снова я встречаюсь с папой, как он смотрит на меня, наклонив голову, раскидывает руки, обнимает и говорит: «Привет, Ирушка моя!» И в этом столько настоящей любви, теплоты и дома!

Так хочется, чтобы папа всегда был частью моей жизни. И это так невозможно отпустить и забыть. Но я рада, что папа был у меня... Что у меня был именно такой папа!

Папочку любила бесконечно. И как-то он был мне понятен. Значит ли это, что я действительно понимала его, не знаю. Но мне всегда было тепло и спокойно от моего понимания:

почему смеется,
почему грустит,
почему обижается,
почему молчит.

Даже если молчал и не разговаривал со мной полгода. Обижалась за это, конечно, но и его страх и беспомощность чувствовала.

Но главное, конечно, то, как любил меня папа так, как и должно быть, как в книгах пишут, по-настоящему.

И это ощущение, что есть человек, который всегда за тебя, пусть молча, дорогого стоит.

Все воспоминания мои про папу связаны с ощущением радости, свободы и легкости, и веселых шуточек. Ах как жаль, что это не увидит, не запомнит его внук Миша, но смешно и круто, что из меня сыну прёт то же самое.

Мои /папины моменты:

- мы в гараже, туда долго идти, мы прокачиваем тормоза, мне можно слезть по лестнице в погреб, пахнет погребом, мы везем домой санки с 3-литровыми банками разной снеди (мне 3 года);
- я лежу в больнице, папу не пустили, я плачу, мне обидно и страшно думать, как там папе (мне 5);
- папа забирает меня с танцев: улица, темно, чешки (мне 7);
- папа гуляет со мной и маленьким братом, я ломаю ногу, папа нежно, медленно и трепетно несет меня домой на руках (мне 8);
- папа подарил мне часы дедушки — механические с велосипедом, я потеряла их где-то в бассейне, еду домой, мне страшно и стыдно, что подвела (мне 9);
- каждый вечер мы с папой читаем Денису энциклопедию «всё обо всем», или он нам что-то рассказывает — нам так тепло и уютно... (мне 15);
- параллельно всегда было много дачной жизни: деревни, цемента, стройки, заборов, домов, бани, а также обедов, разговоров, книг, телевизоров и шуточек;
- а вот папа говорит будущему отцу моего ребенка, что я сильная, особенная, всё могу, надо только быть рядом... И он прав, он понимает меня как никто и описывает совершенно точно! (Мне 35)

#скупаюпап#твояируша

МОЙ ПАПА

Д. В. Шашкин

Папа мне запомнился своими порывами. В обычное время он был собранным, серьезным, иногда мрачным. Он часто слушал насупившись: это означало, что ему не нравится то, что он слышит, но он терпит. В конце он либо не выдерживал и выходил из комнаты, либо мог разразиться тирадой. И тут уже выходить хотелось всем остальным.

В такие моменты он не стеснялся пафоса, накала, крайностей, ярких красок... Собственно, так он сам и ощущал жизнь: унаследовав насторожённую и обеспокоенную «своей матушки». И так ее ощущало его беспокойное сердце.

Можно сказать, он был большим ребёнком. И кто видел в нем это, кому он позволял близко с ним взаимодействовать, были обречены на самые неординарные и яркие совместные мгновения. Скромный, даже застенчивый, безумно тактичный и аккуратный, он мог в секунду всем своим огромным весом и энергией сделать тонкий жест или пародийное движение — и всем вокруг тотчас же хотелось хохотать. Не смеяться, не улыбаться, а хохотать! И он знал эту свою силу и власть над людьми. Но использовал ее аккуратно, хотел сохранить образ серьезного мудреца

Такое детское, искреннее и неограниченное любопытство, видимо, и вело его в профессии. Не знаю, как в рабочем окружении и делах, но в бытовых ситуациях, когда требовалось объяснить принцип работы или устройства чего угодно, ему не было равных. Он не просто знал, он чувствовал устройство мира, проживая его; кажется, проводил часы и дни в нескончаемых рассуждениях, сравнениях, доказательствах и разборах. От этого его описания были очень живыми, точными и обстоятельными.

Поразительно, но границы его познания едва ли можно было нащупать. Он цитировал учёных, ссылался на учебники физики, на детские журналы, на работы и статьи философов, на Пушкина... Вряд ли я вспомню хоть один случай, когда он сдался и даже не попытался объяснить какое-то явление. Это была его стихия, и попробовать приблизиться к сути он стремился всегда. Это была его подлинная страсть. Во всем окружающем мире, бесконечных изобретениях и инженерных решениях, которые он воспроизводил постоянно, прежде всего он видел вопросы или ответы по сути вещей. Составляющие его мира должны были неотложно подтверждать истинность сути. Так он видел, должно быть, свои дела, заботы и обязанности — по крайней мере, так он их всегда представлял или описывал, если кто-то задавал вопрос.

Меня он покорял и каждый раз вводил в щенячий восторг своими экскурсами в литературу: ее он считал ближе к моим увлечениям (физику — физикам, лирику — получается, мне). А я завидовал, насколько живыми и яркими были его впечатления или воспоминания о произведениях.

«По бульвару Сен-Жермен, в кабрио с открытым верхом, куря папироску, кричать водителю команды поворачивать, искать дорогу к отелю, ориентируясь по Парижу и по звёздам...» Да, это «Праздник, который всегда с тобой». И в такие моменты я ощущал себя тем главным героем, иногда и хорошо знакомых произведений, но в которых я сам не мог обнаружить столь яркую и эмоциональную связь или сцену.

И с таким же блеском и артистизмом ему давались любые произведения: он мог внезапно, к месту, выкрикнуть и один из любимых матерных стишков, и процитировать Бердяева. В нем они удивительно уживались и дополняли его богатый и яркий внутренний мир.

Такой он был: большой, нежный, ласковый, рассудительный, трепетный, искрометный, харизматичный, когда чувствовал себя «в своей струе», и молчаливый, замкнутый, обидчивый и уязвимый, когда что-то не давало ему покоя.

Мне, как сыну, досталось с лихвой и тех, и других моментов. Иногда было грустно, что, зная его нежную сторону, я вынужден был спорить или молчать с его обидчивой частью. Наши состояния часто не сходились, мы не могли открыться и поэтому не понимали друг друга. Но даже в такие моменты где-то глубоко внутри у меня оставалось ощущение, что в любое следующее мгновение он может ловко выкинуть одну руку вверх и начать изображать танец маленьких лебедей. Или вспоминать какую-то смешную сценку. И это как-то примиряло. Давало впечатление и уверенность, что и сам окружающий мир в его самых жестоких и грубых проявлениях где-то в глубине имеет добрую основу, склонную к самым парадоксальным и неожиданным проявлениям.

Пожалуй, это главное и самое ценное, что я получил от него: из любой самой неприятной или сложной ситуации можно выйти благодаря юмору и доброй шутке, никого не обижая и не оскорбляя, сохраняя чистыми душу и сердце. Это трудно, но у него получалось. И это его редкое и ценное свойство в качестве примера хочется сохранить в себе на всю жизнь.

РОДОСЛОВНАЯ

Родился Володя 21 апреля 1959 года. Понятно, почему его родители-коммунисты назвали его Володей... Он был поздним ребенком (матери было 42 года, отцу — 46 лет), у родителей это были вторые браки.

Отец Иван Алексеевич Шашкин (26.03.1913—9.06.2002) ранее был женат в Москве на Наталье, но жена не дождалась его с фронта. Есть дочь — Людмила Шевченко.

Мать Анастасия Сергеевна Чаулина (16.12.1918—8.06.2001) потеряла мужа Макарова Сергея Ефимовича на войне, он похоронен в Череповце, умер там от ран 2.01.1942 в госпитале. От этого брака есть дочь Альбина (7.02.1939).

Родители Володи были родом из Владимирской области, сёл Черниченка и Высоково, расположенных вблизи друг от друга. В одной из этих деревень была церковь, которая никогда не горела, все время принимала прихожан, там сохранился весь архив, что и помогло брату Ивана Алексеевича Борису создать по записям генеалогическое дерево, начиная с 18 века, с 1760 года, когда фамилия Шашкин прародителю была дана как награда за прекрасные шашки, которые он ковал.

Иван Алексеевич Шашкин родился в семье Алексея Спиридоновича Шашкина (9.02.1892—1950) и Прасковьи Федоровны Паруниной (10.11.1892—1959), похоронены они в селе Досчатое близ Выксы. У Алексея Спиридоновича во времена НЭПа был трактир в с. Досчатое. Этот факт стоил его сыну Ивану Алексеевичу партбилета в военное время...

У деда и бабушки В. И. Шашкина было 5 детей:

- Иван Алексеевич Шашкин (1913—2002), двое детей.
- Александра Алексеевна Еминова (1915—1990), трое детей (Наташа, Борис, Игорь), жила в г. Серпухов,
- Нина Алексеевна Соколова (24.05.1924—21.01.2006), двое детей (Алексей, Надежда), жила в селе Досчатое,
- Борис Алексеевич Шашкин (1926—6.12.2016), 3 детей (Леон, Константин, Светлана), жил в г. Волжский,
- Константин Алексеевич Шашкин (1928—1951), дочь Светлана, жил в с. Досчатое, незаконно репрессирован (был летчиком, попал в плен), реабилитирован.

Про деда Ивана Алексеевича, Спиридона, ходили легенды, он был мировым судьей и настоящим предпринимателем того времени, очень веселым человеком, в него был и Иван Алексеевич — оптимист, очень светлый человек. По продрозверстке в 1931 году был направлен в 3-ю военную Школу авиацион-

ных техников в г. Пермь, стал коммунистом в 1932 году, работал авиатехником в Липецке до 1934 года, потом до февраля 1941 года в Воронеже, преподавал технологический цикл в городе Васильков Киевской области до 1943 года, потом работал в Москве на центральном аэродроме начальником авиатехимущества, до мая 1944 года был начальником технического отдела 9-го авиаполка в г. Казани. С мая 1944 года был комвзвода по эвакуации самолетов на фронте. До января 1946-го был помощником начальника трофейного отдела по промышленному оборудованию управления 2-й воздушной армии в составе 1-го Украинского фронта. Награжден орденами Отечественной войны 1-й и 2-й степени, медалями за освобождение Праги, за взятие Берлина, за победу над Германией в Великой Отечественной войне 1941—1945 годов, памятными медалями. В мирное время трудился конструктором на заводах г. Выксы, имел много патентов и изобретений. В 1958 году закончил Горьковский политехнический институт. В 1968 году повторно вступил в члены КПСС.

В семье мамы Володи, Чаулиной Анастасии Сергеевны, было 10 братьев и сестер! Ее родители: Чаулин Сергей Кузьмич (был бакенщиком на реке Оке), родом из Навашина. Место захоронения в Выксе не сохранилось, на этом месте построена гостиница; Чаулина Татьяна Дмитриевна (1880—14.04.1964) родом из д. Дмитриевы Горы, похоронена на кладбище в Выксе.

Их дети:

- Александр (трое детей у него: Клавдия Попова, Николай, Михаил),
- Алексей (дети: Галина, Дина, Александр — юнга северного флота, погиб в 19 лет 20.10.1944 г., награжден посмертно орденом Отечественной войны 2-й степени, его именем названа улица в Выксе),
- Василий — погиб на фронте,
- Павел (Тамара, Сергей),
- Мария Чаулина (Клавдия Чаулина, Александра Серова, Николай, Зинаида Чаулина, Лидия),
- Анна (Нина Модина, Николай),
- Агриппина Арьдабьева (Владимир),
- Марфа Гусева (Александр) — была няней Володи, жила в их семье все его детство.
- Анастасия Чаулина (Альбина Макарова, Володя Шашкин),
- Фёдор (21.08.1921—25.09.1987) (Татьяна Чаулина, Сергей)

Анастасия Сергеевна была более закрытым человеком, чем Иван Алексеевич. Работала завучем в школе № 8 г. Выксы. Дома и в саду ей помогала сестра Марфа Сергеевна. Все трое они с Иваном Алексеевичем как жили вместе, так и похоронены на кладбище в 7-м микрорайоне Нижнего Новгорода. Каждые

их дни памяти и рождений с 2001 г. Володя ездил на кладбище. И всегда его там встречало солнце — такой солнечный был Иван Алексеевич! Родители очень часто снились Володе, он тосковал по ним. И умер-то он в день рождения отца... До смерти родители жили на улице Радужной, дом 2. Почти 3 последних года им помогали сиделки.

Детство Володи прошло в Выксе, сначала они жили в квартире без удобств. Затем переехали на улицу Красных зорь, в дом № 31. С ними до своей смерти жила мать Анастасии Сергеевны — Татьяна Дмитриевна. Рос Володя в обстановке любви среди огромного количества родни: тетушек, двоюродных братьев, сестер, которые с удовольствием баловали позднего ребенка. В школу он пошел в ту же, номер 8, где преподавала его мама, Учился очень хорошо, что позволило ему перейти из 2-го сразу в 4-й класс. Его закадычные друзья — Сергей Привалов и Дмитрий Самсонов — были в его жизни важным звеном. Вместе они устраивали розыгрыши, участвовали в КВН, много занимались спортом: баскетболом, футболом, велосипедом. Как в жизни любого человека, школа много дала Володе: подарила и первую любовь (про Надю Егорову он вспоминал всю жизнь), дружбу навек, интерес к физике (первые свои схемы и приборы он собрал в школе), музыке (БИТЛЗ и Высоцкий — любовь всей жизни), машинам (с 3 лет проводил время в гараже с отцом, в 9 проводил капитальный ремонт двигателя, в 10 поехал). Отец, сам умеющий делать абсолютно любую работу в гараже и дома, научил его обращаться со всеми инструментами, фотографии, показывал все этапы стройки в саду, объяснял устройство и принцип действия электроприборов и механизмов, да и вообще устройство мира. Это помогло сформироваться молодому человеку, он не боялся любой работы, понимал устройство всего, что окружает нас в жизни и работе. И голова, и руки его были просто золотыми.

Выкса была уже мала для Володи. Он поступил в заочную физматшколу при МГУ, прорешал кучу учебников. Его дядя, Федор Сергеевич Чаулин, работавший в научном институте во Фрязино, а затем военпредом на «Салюте», порекомендовал ему, видя его потенциал, для поступления радиофизической факультет Горьковского государственного университета, имея в виду большие перспективы для молодого человека в физической науке.

Окончив в 16 лет школу с золотой медалью, Володя с легкостью поступил на радиофак ГГУ. Начало учебы, первая картошка — уже там проявились его лидерские качества.

Володя с первых дней учебы вступил в туристический клуб ГГУ, ходил в походы на байдарках — сначала в единички-двоечки, потом уже в тройки-четверки. Потом в пятерки, потом сам стал руководителем групп. Он покорил Куру, Пшеху, Гутару, Уду, Черемош, Катунь, тонул в бурных реках, спасал друзей, таскал тяжелые рюкзаки по горным перевалам, неделю в непогоду ждал

вертолет для вылета из Нижнеудинска, варил супы из тушенки, спал в палатках. До хрипоты пел песни у костра. Был бесконечно счастлив от своих молодости и силы, красоты природы и мощи горных рек.

Ходил он несколько лет и на тренировки по каратэ, поскольку входил в оперативный отряд ГГУ, который помогал милиции наводить порядок на Московском вокзале.

Ко всем делам, учебе, своим увлечениям он относился с огромной ответственностью. Старался досконально разобраться в тонкостях каждого занятия. Великолепно учился, всегда получал повышенную стипендию. Закончил он кафедру электродинамики. Помогал отстающим, многие благодарны ему за помощь. Сам он получил красный диплом и лучшее распределение — в недавно созданный к тому времени Институт прикладной физики Академии наук. Руководителем его научной работы стал Авенир Михайлович Белянцев.

Лидерские качества заметили и в ИПФАНЕ: Володю выбрали председателем комитета комсомольской организации института, вскоре он вступил в партию.

С первых дней учебы Володя познакомился со своей будущей женой — Еленой Мочкаевой, студенткой ВМК, на 4-м курсе они поженились, в 1981 году родилась дочь Ирина, в 1989 году — сын Денис. 16 лет Володя и Лена прожили с ее мамой Екатериной Сергеевной и отчимом Василием Ивановичем большой дружной семьей. Дети радовали своими успехами, здоровьем, интересом к жизни. Оба закончили 40-ю школу, Ира — с медалью, Денис — Ф-класс. Лето проводили в летней физматшколе и на даче. Получили по два высших образования: Ира — ВМК с красным дипломом и мехмат, Денис — ВМК и Высшую школу экономики. Ирина работает в Сколково, Денис — продюсером. У Дениса 2 сына — Арсений (9 лет) и Марк (6 лет), Ириному сыну Мише 3 года.

*На вкладке приведена схема **рода Шашкиных**, составленная Борисом Алексеевичем Шашкиным (дядя Владимира Ивановича) в 1991 году и начинающаяся с 1760 года.*



Дед Алексей Спиридонович и бабушка Прасковья Федоровна



С 3 лет при технике. Вовочка Шашкин



Ученик... это ответственно



Растет красавец



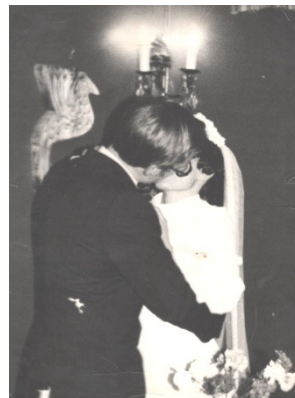
А вот и 1-й курс радиофака



Мужчина на сборах



Пришла любовь... Можно жениться





Уже и кандидатская готова. На защите



ИПФАН, зал семинаров, речь держит комсомольский секретарь (В. Шашкин), слева будущий президент Академии наук (А. Сергеев)



Владимир Иванович с женой Еленой Павловной и детьми Ирой и Денисом, сводная сестра В. И. Альбина Сергеевна Макарова, ее сын Олег с женой Татьяной и сыном Антоном, а также родители В. И. — Иван Алексеевич и Анастасия Сергеевна



Ире

Годзилла осень.
 Ты будешь сиять
 Ире не «весели»,
 А больше или двадцать
 Сметает - фаворитом,
 Эй не болтает.
 Далеко неслетит -
 Далеко не фаворит.
 Скоро весна
 Будешь сиять иль нет,
 Чтобы концы-то неслись -
 Тянь!

6 ноября 2003г
 Ма

*О високосный год – проклятый год!
Как мы о нем беспечно забываем
И доверяем жизни хрупкий ход
Все тем же самолетам и трамваям.
А между тем в злосчастный этот год
Нас изучает пристальная линза,
Из тысяч лиц – не тот, не тот, не тот,
Отдельные выхватывая лица.
И некая верховная рука,
В чьей воле все кончины и отсрочки,
Раздвинув над толпою облака,
Выкрадывает нас поодиночке.
А мы бежим, торопимся, спуем —
Причин спешить и впрямь довольно много —
И вдруг о смерти друга узнаем,
Наткнувшись на колонку некролога.
И, стоя в переполненном метро,
Готовимся увидеть это въяве:
Вот он лежит, лицо его мертво.
Вот он в гробу. Вот он в могильной яме...
Переменив прописку и родство,
Он с ангелами топчет звездный гравий,
И все, что нам осталось от него, —
Полдюжины случайных фотографий.
Случись мы рядом с ним в тот жуткий миг —
И смерть бы проиграла в поединке...
Она б взяла его за воротник,
А мы бы уцепились за ботинки.
Но что тут толковать, коль пробил час!
Слова отныне мало что решают,
И, сказанные десять тысяч раз,
Они друзей — увы! — не воскрешают.
Ужасный год!.. Кого теперь винить?
Погоду ли с ее дождем и градом?
...Жить можно врозь. И даже не звонить.
Но в високосный год держаться рядом.*

Леонид Филатов (на смерть В. Высоцкого)

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. Л. Вакс.</i> Вместо предисловия.....	3
Часть первая. Избранные научные труды В. И. Шашкина	
Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП S-типа в многослойных гетероструктурах. <i>А. М. Белянцев, А. А. Игнатов, В. И. Пискарёв, М. А. Синицын, В. И. Шашкин, Б. С. Явич, М. Л. Яковлев</i>	7
Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках. <i>А. А. Игнатов, В. И. Шашкин</i>	11
Transient response theory of semiconductor superlattices: connection with bloch oscillations. <i>A. A. Ignatov, E. P. Dodin, V. I. Shashkin</i>	22
High-sensitivity accelerometer based on cold emission principle. <i>V. I. Shashkin, N. V. Vostokov, E. A. Vopilkin, A. Yu. Klimov, D. G. Volgunov, V. V. Rogov, S. G. Lazarev</i>	29
Millimeter-wave detectors based on antenna-coupled low-barrier Schottky diodes. <i>V. I. Shashkin, Y. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. V. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, Y. I. Chechenin</i>	37
A nanomechanical system with piezoelectric actuation of a GaAs microbeam. <i>E. A. Vopilkin, V. I. Shashkin, Y. N. Drozdov, V. M. Daniltsev, S. A. Gusev, I. Yu. Shuleshova</i>	45
Analytical solution for charge-carrier injection into an insulating layer in the drift diffusion approximation. <i>V. I. Shashkin, N. V. Vostokov</i>	54
Матричный детекторный приемник плотной компоновки для систем видения миллиметрового диапазона длин волн. <i>В. Р. Закамов, А. В. Мурель, В. И. Шашкин</i>	68
Competition between the barrier and injection mechanisms of nonlinearity of the current-voltage characteristic in mott-barrier detector diodes. <i>V. I. Shashkin and N. V. Vostokov</i>	76
Получение слоев нанокристаллического кремния методом стимулированного плазмой осаждения (PECVD) из газовой фазы тетрафторида кремния. <i>П. Г. Сенников, С. В. Голубев, В. И. Шашкин, Д. А. Пряхин, М. Н. Дроздов, Б. А. Андреев, Ю. Н. Дроздов, А. С. Кузнецов, Х.-Й. Поль</i>	89
Экспериментальное исследование матрицы детекторов системы радиовидения 3-мм диапазона длин волн. <i>В. И. Шашкин, Ю. И. Белов, П. В. Волков, А. В. Горюнов, В. Р. Закамов, И. А. Илларионов</i>	95
Indium nitride film growth by metal organic chemical vapor deposition with nitrogen activation in electron cyclotron resonance discharge sustained by 24 GHz gyrotron radiation. <i>Alexander Vodopyanov, Dmitry Mansfeld, Yurii Buzynin, Mikhail Drozdov, Yurii Drozdov, Oleg Khrykin, Andrei Lukyanov, Mikhail Viktorov, Sergey Golubev, Vladimir Shashkin</i>	100
Монокристаллические слои GaN/AlN на CVD-алмазе. <i>О. И. Хрыкин, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов, П. А. Юнин, В. И. Шашкин, С. А. Богданов, А. Б. Мучников, А. Л. Вухарев, Д. Б. Радицев</i>	108
Nanometric diamond delta doping with boron. <i>James E. Butler, Anatoly Vikharev, Alexei Gorbachev, Mikhail Lobaev, Anatoly Muchnikov, Dmitry Radishev, Vladimir Isaev,</i>	

<i>Valerii Chernov, Sergey Bogdanov, Mikhail Drozdov, Evgeniy Demidov, Ekaterina Surovegina, Vladimir Shashkin, Albert Davidov, Haiyan Tan, Louisa Meshi, Alexander C. Pakpour-Tabrizi, Marie-Laure Hicks, Richard B. Jackman</i>	113
Low-barrier mott diodes with near-surface polarization-induced δ -doping. <i>N. V. Vostokov, M. N. Drozdov, O. I. Khrykin, P. A. Yunin, V. I. Shashkin</i>	123
Diamond p–i–n diode with nitrogen containing intrinsic region for the study of nitrogen-vacancy center electroluminescence. <i>M. A. Lobaev, D. B. Radishev, S. A. Bogdanov, A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, V. A. Isaev, S. A. Kraev, A. I. Okhapkin, E. A. Arhipova, M. N. Drozdov, V. I. Shashkin</i>	131

Часть вторая. «Уходя, оставьте Свет»

<i>З. Ф. Красильник. Слово о коллеге</i>	141
Правильная жизнь в неправильной стране (из газеты «БИРЖА плюс <i>КАРЬЕРА</i> »)	143
Формула успеха (из журнала «Нижегородский потенциал»)	147
<i>Ю. И. Белов. Мы познакомились в трудное для науки время</i>	156
<i>М. Н. Дроздов. Немного о Шашкине</i>	159
<i>А. И. Кузьмичев. Мой друг Шашкин</i>	161
<i>Г. Л. Пахомов. Несколько «мгновений» жизни</i>	163
<i>И. А. Обухов. Встречи с В. И. Шашкиным</i>	167
<i>Т. Ф. Чаулина. Это было в походе</i>	171
<i>А. Л. Голованов. Не ушел, он где-то рядом</i>	174
<i>Е. П. Шашкина. За все, за все благодарю</i>	179
<i>И. В. Шашкина. Он понимал меня как никто</i>	183
<i>Д. В. Шашкин. Мой папа</i>	185
Родословная	187

В. И. ШАШКИН. ТРАЕКТОРИЯ СУДЬБЫ

Оригинал-макет подготовлен в редакционно-издательском секторе ИПФ РАН

Редактирование, верстка, подбор фотографий — Н. Н. Кралина
Верстка научных статей — Е. И. Казарова, корректор — Д. П. Семенова
Обложка и цветная вклейка — С. В. Кротова

Отпечатано в типографии ООО «Стимул-СТ»,
603089, Нижний Новгород, пер. Гаражный, 3



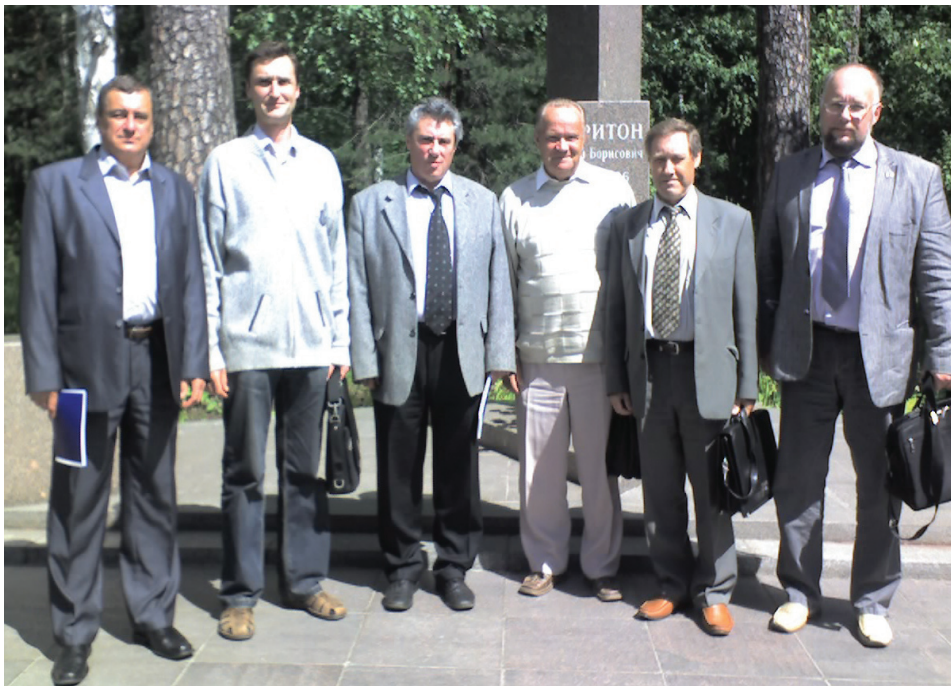
Вверху — Владимир Иванович, Елена Павловна, Галина Альбертовна и Михаил Маркович Кониковы (родители Ксении), внизу — Денис и Ксения с сыном Арсением, а в осеннем лесу — второй сын Марк



Зонтик для счастливых



140-й отдел в разные годы



В. И. Шашкин с коллегами у памятника Харитону



Со старшим внуком Арсением



Сотрудники ИФМ РАН у здания института



Владимир Иванович с внуками Марком и Мишей



Денис, Елена Павловна, Владимир Иванович и Ирина Шашкины



В. И. Шашкин, З. Ф. Красильник на форуме в Гданьске



На Кипре с детьми и внуками



*М. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, С. В. Гапонов, Р. А. Сурис,
Ж. И. Алферов, В. И. Шашкин, 2012 год
Владимир Иванович что-то рассказывает Жоресу Ивановичу (вверху справа)*



*В. И. Гавриленко, В. И. Шашкин, В. Л. Вакс
с коллегами на совещании (международное научное объединение “Полупроводниковые
источники и детекторы в области терагерцовых частот”), Париж, 2010 г.*



С другом А. Л. Головановым

С В. Л. Ваксом

*С еще маленьким сыном
и с взрослой дочерью*