

видно из выражения (1). Количественная оценка вклада эффективного заряда в рассеивающие способности атомов мышьяка и галлия в настоящей работе не проводилась, потому что мы пока имеем возможность достоверно определять лишь относительное изменение стехиометрии состава в ряду однотипных образцов.

Таким образом, применение метода «разностных» отражений позволило оценить количественно отклонение от стехиометрии состава эпитаксиальных слоев GaAs, полученных методом газофазной эпитаксии. Показано, что концентрация вакансий мышьяка растет к концу температурной зоны выращивания и может достигать значений  $8 \cdot 10^{18}$ — $4 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Н. К. Полегаеву за полезные обсуждения результатов работы.

#### Список литературы

- [1] *La L., Hobgood H., Rohatgi A., Thomas R.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 8. P. 5771—5775.
- [2] *Parsey J., Nanishi J., Lagowski J., Gatos H.* // J. Electrochem. Soc. 1982. Vol. 129. P. 388—393.
- [3] *Holmes D., Chem R., Elliot K., Kirkpatrick C.* // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40. P. 46—48.
- [4] *Nakajima M., Sato T., Jnada T., Fukuda T., Jshida T.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 19. P. 1251—1253.
- [5] *Fujimoto J.* // Jap. J. Appl. Phys. 1984. Vol. 23. N 5. P. L287—L292.
- [6] *Cole H., Chambers F. W., Dann H. M.* // Acta Cryst. 1962. Vol. 15. P. 138—144.
- [7] *Onuma T., Hirao T., Sugawa T.* // J. Electrochem. Soc. 1982. Vol. 129. N 4. P. 837—840.
- [8] *Ботнарюк В. М., Жильев Ю. В., Кечек А. Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 2. С. 181—185.
- [9] *Cromer D. T., Mann J. B.* // Acta Cryst. 1968. Vol. A 24. P. 321—324.
- [10] *Cromer D. T., Liberman D.* // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 53. P. 1891—1898.
- [11] *Кюмм Р. Н.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 2. С. 395—398.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1989 г.

04; 05

Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990

© 1990 г.

## ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ НЕВЕТВЯЩИХСЯ КАНАЛОВ ПРОБОЯ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. Л. Миронов, А. И. Зубарев, В. Г. Шпак, В. В. Быков

1. В современной физике пробоя твердых диэлектриков существуют две основные причины, препятствующие прямому количественному изучению импульсного электрического пробоя: 1) ветвление каналов пробоя при импульсном электрическом разряде; 2) малое межэлектродное расстояние ( $\sim 100$  мкм), при котором возможно формирование неветвящихся каналов пробоя [1].

Известно [2], что импульсный электрический разряд в твердых диэлектриках приводит к возникновению ветвящихся каналов пробоя. В аморфных диэлектриках геометрических закономерностей ветвления не наблюдается, в кристаллических диэлектриках ветвление идет по определенным кристаллографическим направлениям. Поэтому невозможно дать количественную характеристику физических процессов, определяющих закономерности распространения отдельного канала, так как энергия импульсного электрического поля распределяется между отдельными ветвями канала неконтролируемо и измеряемые электрические, оптические и механические величины являются интегральными, т. е. относятся ко всей совокупности ветвей канала пробоя. Для физической интерпретации получаемых в эксперименте данных необходимы сведения, относящиеся к одной ветви канала или неветвящемуся каналу пробоя.

Известные методики формирования неветвящихся каналов пробоя, реализованные в экспериментах по изучению ориентационной зависимости пробоя в щелочно-галлоидных кристал-

лах (ЩГК) [3, 4], а также изучению температурной зависимости пробойного напряжения в нитевидных ЩГК [5], позволяют получить неветвящиеся каналы длиной, равной межэлектродному расстоянию, а именно  $\sim 100$  мкм. Учитывая то, что скорость развития разряда с анода при импульсном воздействии на ЩГК высока ( $10^7$ — $10^9$  см/с), промежуток времени, за который процесс пробоя завершится, составит величину  $\tau \sim 10^{-9}$ — $10^{-11}$  с. Регистрация физических параметров исследуемого процесса за такие короткие промежутки времени представляет собой самостоятельную экспериментальную проблему, не говоря о регистрации особенностей динамики развития пробоя.

Таким образом, для детального прямого количественного изучения импульсного электрического пробоя ЩГК — изучения динамики развития разряда, процессов, происходящих на острие развивающегося разряда, а также свойств образующейся в канале пробоя твердотельной плазмы существует необходимость получения протяженных неветвящихся каналов пробоя.

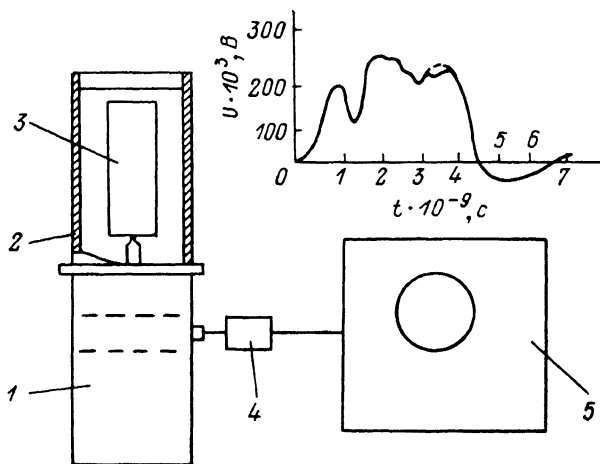


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки и форма импульса напряжения, регистрируемая при формировании неветвящегося канала пробоя в ЩГК NaCl и KCl.

2. Нам удалось получить протяженные неветвящиеся каналы пробоя в ЩГК NaCl и KCl на источнике импульсных напряжений РАДАН-220, описанном в [6]. На рис. 1 представлены блок-схема экспериментальной установки и форма импульса напряжения, зарегистрированная при формировании неветвящегося канала пробоя. Источник импульсных напряжений 1, разряжающийся на камеру 2, заполненную жидким диэлектриком, с помещенным в ней образцом 3, обеспечивает формирование импульсов со следующими параметрами: время нарастания напряжения  $\tau_{\phi} \sim 100 \cdot 10^{-12}$  с, максимальное значение напряжения  $U \approx 2.5 \cdot 10^5$  В, длительность импульса (в режиме холостого хода)  $\tau_{\text{и}} \approx 2.5 \cdot 10^{-9}$  с. Источник импульсных напряжений имеет собственный емкостный делитель с коэффициентом ослабления  $\approx 40$  дБ. Импульс напряжения, ослабленный полосковым делителем 4 [7] (коэффициент ослабления  $\approx 35$  дБ), регистрируется осциллографом С7-10Б 5.

Особенностью описываемой методики формирования длинных неветвящихся каналов пробоя является то, что пробиваемый кристаллический образец, имеющий специальную форму, устанавливается на положительно заряжаемый источник импульсных напряжений электрод, а катод в виде традиционного, заряжаемого отрицательно электрода отсутствует. Проведенные многократно эксперименты по формированию неветвящихся каналов пробоя с регистрацией импульса напряжения с источника импульсных напряжений (рис. 1) позволили предположить, что при бескаточном импульсном пробое ЩГК при скоростях нарастания импульсного напряжения  $dU/dt \sim 10^{15}$  В/с замыкание активного тока в процессе развития канала пробоя осуществляется емкостным током (током смещения). Форма импульсов напряжения, регистрируемая при пробое ЩГК, повторялась от образца к образцу с незначительными изменениями ( $\sim 10\%$  отклонения в интервале  $3 \cdot 10^{-9} \leq t \leq 4.2 \cdot 10^{-9}$  с с момента разряда источника импульсных напряжений на камеру).

На рис. 2, представлена форма, которая придавалась образцам перед пробоем. В качестве исходной заготовки для изготовления образца из NaCl использовалась пластина ЩГК в форме прямоугольного параллелепипеда, полученного раскалыванием кристалла по плоскостям спайности (кристаллографическим плоскостям (100), (010) и (001)). Затем параллельно

кристаллографическим плоскостям  $(110)$  формировались площадки со сторонами  $B$  и  $D$ , необходимые лишь для крепления образца на аноде, при этом влияния геометрических размеров площадки в направлении  $D$  на режим развития неветвящихся каналов пробоя не обнаружено.

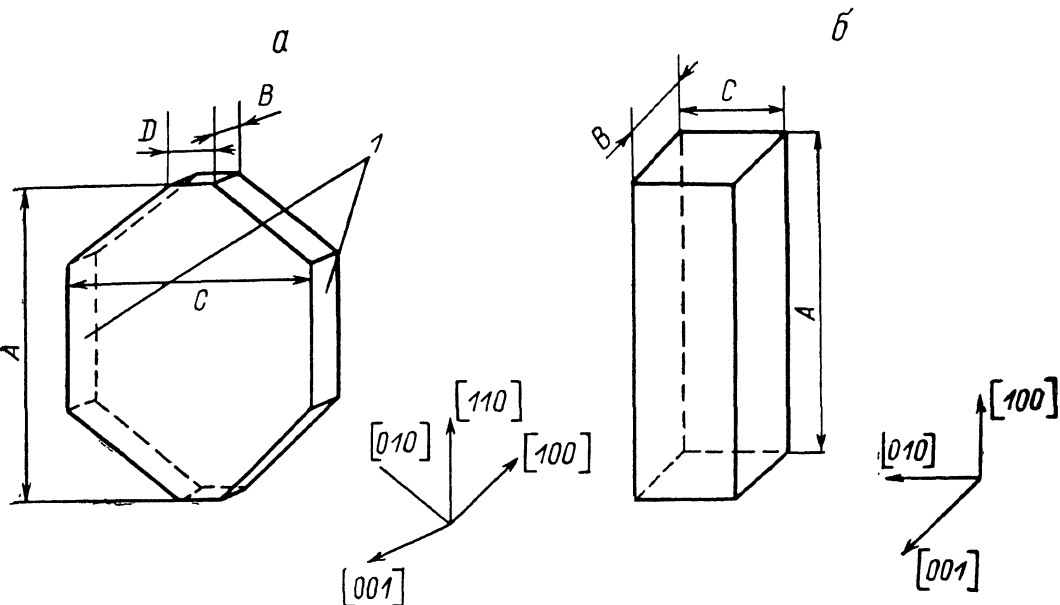


Рис. 2. Схема формы, которая придавалась образцам NaCl (а) и KCl (б).

Для удобства монтажа кристалла в камере формировались площадки  $I$ , параллельные кристаллографическим плоскостям (в данном случае)  $(101)$  и  $(011)$ . Образцы NaCl, подготовленные таким образом к эксперименту, имели размер  $A$  в направлении предполагаемого раз-

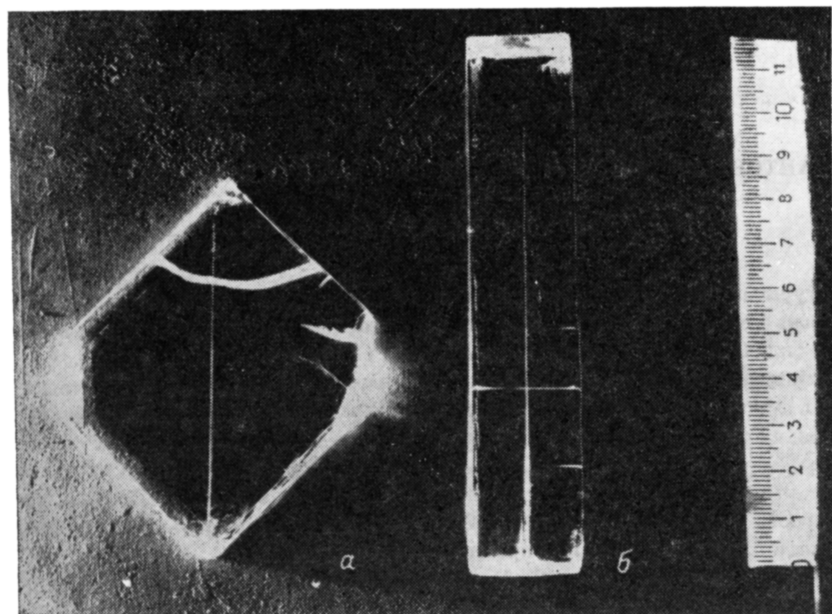


Рис. 3. Кристаллы NaCl (а) и KCl (б) с неветвящимися каналами пробоя.

вития разряда, на порядок больший, чем размер  $B$ . Размер  $C$  выбирался произвольно в пределах от  $3 \cdot B$  до  $0.5 \cdot A$ . Для кристаллов NaCl размер  $B$  имеет критическое значение  $B_{кр} = 8 \cdot 10^{-3}$  м, при котором канал начинал ветвиться по сопряженным кристаллографическим направлениям  $[101]$ ,  $[011]$ ,  $[10\bar{1}]$ ,  $[01\bar{1}]$ , имея несколько точек ветвления.

Кристаллы КСl, предназначенные для формирования в них протяженных неветвящихся каналов пробоя, имели аналогичную форму прямоугольного параллелепипеда, полученного раскалыванием кристалла по плоскостям (100), (010), (001), со сторонами  $A, B, C$ . Размер  $A$  (направление предполагаемого развития разряда для КСl [100]) в 5—7 раз больше, чем размеры  $B$  и  $C$ . Размеры  $B$  и  $C$  приблизительно равны и имеют для кристалла КСl критическое значение  $V_{кр} = C_{кр} = 1.2 \cdot 10^{-2}$  м. При  $V_{кр} = C_{кр} > 1.2 \cdot 10^{-2}$  м канал начинал ветвиться по сопряженным кристаллографическим направлениям [010], [001], [010], [001], имея несколько точек ветвления.

Длина полученных протяженных неветвящихся каналов пробоя составила для NaCl в среднем 63—65 мм (в отдельных образцах до 70 мм); для КСl — в среднем 90—98 мм. Диаметр каналов изменялся от 0.8 мм у анода до 1—2 мкм (при незавершенном пробое) на противоположном конце канала. На рис. 3 представлены фотоснимки кристаллов с неветвящимися каналами пробоя.

Предлагаемая методика формирования длинных неветвящихся каналов пробоя при импульсном воздействии на ПГК дает новые возможности для корректного физического исследования процесса пробоя на разных стадиях его развития, а неветвящийся канал пробоя в ПГК заслуживает внимания как возможный модельный объект для изучения свойств разряда в твердых кристаллических диэлектриках.

### Список литературы

- [1] Воробьев Г. А., Несмелов Н. С. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 1. С. 91—104.
- [2] Вершинин Ю. Н., Триппель В. Г. // ФТТ. 1970. Т. 12. Вып. 1. С. 296—298.
- [3] Gaspari M. E. // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1679—1691.
- [4] Воробьев Г. А., Пикалов И. С. // ФТТ. 1967. Т. 9. Вып. 4. С. 961—966.
- [5] Минаев С. М., Лебединская Э. Н., Мелик-Гайказян И. Я. // Изв. вузов. Физика. 1976. № 9. С. 124—126.
- [6] Ельчанинов А. С., Котов Ю. А., Шпак В. Г. и др. // Электронная техника. Сер. 4. 1987. № 2 (1П). С. 33—37.
- [7] Шпак В. Г. А. С. 656139. БИ. 1977. № 13.

Институт электрофизики УрО АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
12 декабря 1989 г.

01

Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990

© 1990 г.

## КВАНТОВАНИЕ В ОДНОМЕРНЫХ ПОТОКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ю. Н. Зайко

Структуры пониженной размерности привлекают постоянное внимание, которое возросло в связи с открытием ВТСП керамик. В настоящей работе рассмотрена в классической постановке задача о волнах зарядовой плотности (ВЗП) в одномерных потоках заряженных частиц и выявлены некоторые ее особенности при квантовании. Обзор квантовых результатов по ВЗП в одномерных системах приведен в [1]. Исходная система уравнений имеет вид:

$$v_t + vv_x = \frac{e}{m} \varphi_x, \quad n_t + (nv)_x = 0, \quad \varphi_{xx} = 4\pi e (n - n_0), \quad (1)$$

$v, n$  — скорость и плотность частиц с зарядом  $-e$  и массой  $m$ ;  $\varphi$  — потенциал;  $v_0, n_0$  — постоянные составляющие  $v$  и  $n$ ;  $t$  — время;  $z$  — координата.

Для решений вида  $v = v(kz - \omega t)$  (1) приводится к уравнению нелинейного осциллятора  $(\xi_x)^2 = [G - (\xi - \xi_0)^2] (\xi - 1)^{-2}$ , где  $\xi = kv/\omega$ ,  $\xi_0 = kv_0/\omega$ ,  $x = kz (\omega_{p0}/\omega)$ ,  $\omega_{p0}^2 = (4\pi e^2 n_0/m)$ ,  $\sqrt{G}$  — амплитуда волны [2]. Можно придать этому уравнению гамильтонову форму  $P_x = -H_t$ ,  $\xi_x = H_p$  с функцией Гамильтона  $H = (1/2) (\xi_x)^2 + (1/2) [G - (\xi - \xi_0)^2] (\xi - 1)^{-2}$ , где роль времени играет  $x$ , координаты —  $\xi$  и импульсы —  $p = \xi_x$ . Условие квантования Бора—Зоммерфельда, налагаемое на адиабатический инвариант  $I = \oint p dx = 2\pi (s + 1/2) (s - \text{целое число})$  приводит к соотношению  $\pm [\xi_0 - 1 - \sqrt{(\xi_0 - 1)^2 - G}] = s + 1/2$ . Знаки  $\pm$  соответствуют  $\xi_0 > 1$  (мед-