Кристаллы KCl, 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 KCl [100]) в 5—7 раз больше, чем размеры $B$ и $C$. Размеры $B$ и $C$ приближенно равны и имеют для кристалла KCl критическое значение $B_{кр}=C_{кр}=1.2 \cdot 10^{-2}$ м. При $B_{кр}=C_{кр} > 1.2 \cdot 10^{-2}$ м канал начинал ветвиться по сопряженным кристаллографическим направлениям [010], [001], [0$\bar{1}$0], [00$\bar{1}$], 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 KCl — 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 ЩГК дает новые возможности для корректного физического исследования процесса пробоя на разных стадиях его развития, а неветвящийся канал пробоя в ЩГК 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*




## 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:

$$v_t + vv_z = \frac{e}{m}\varphi_z, \quad n_t + (nv)_z = 0, \quad \varphi_{zz} = 4\pi e(n - n_0), \tag{1}$$

$v$, $n$ — 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 $p_x=-H_\xi$, $\xi_x=H_p$ 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 импульса — $p=\xi_x$. Условие квантования Бора—Зоммерфельда, налагаемое на адиабатический инвариант $I=\oint p\,d\xi=2\pi(s+{}^1/_2)$ ($s$ — целое число) приводит к соотношению $\pm[\xi_0-1-\sqrt{(\xi_0-1)^2-G}]=s+{}^1/_2$. Знаки $\pm$ соответствуют $\xi_0>1$ (медленная волна) и $\xi_0 < 1$ (быстрая волна). Для определенности ниже речь идет о медленной волне. Наблюдаемой величиной является плотность тока, усредненная по периоду волны $\langle j\rangle$. Для нее получаем выражение ($j=-env$)

$$\langle j\rangle = -en_0 \frac{\omega}{k}(\xi_0 - 1)\,\xi_0 = -en_0\frac{\omega}{k}F(s,\ G),$$

$$F(s,\ G) = \frac{1}{4}\left(s + \frac{3}{2} + \frac{G}{s + {}^1/_2}\right)^2 - \frac{1}{4}. \tag{2}$$

Для статической волны ($\omega=0$) условие квантования приводит к уравнению $v_0 - \sqrt{v_0^2 - G} = v_0(s+1/2)$, которое может быть удовлетворено лишь при $s=0$ и приводит к связи $v_0$ и $G$: $v_0 = 2\sqrt{G/3}$. Средняя по периоду волны $\lambda = 2\,[(\pi m G)/(3e^2 n_0)]^{1/2}$ плотность тока $\langle j\rangle = -2en_0\sqrt{G/3}$.

Исследуем спектр возбуждений системы в окрестности ВЗП. Методы, основанные на разложении потенциальной энергии системы вблизи точного решения, здесь не приводят к успеху. Воспользуемся тем, что малые возмущения нелинейной ВЗП представляют собой медленные модуляции параметров волны: $\omega$, $k$, $v_0$ и $G$ [3]. Явное выражение для ВЗП имеет вид [2]

$$\theta = kz - \omega t = \pm\frac{\omega}{\omega_{p0}}\left[(\xi_0 - 1)\arcsin\frac{\xi - \xi_0}{\sqrt{G}} - \sqrt{G - (\xi - \xi_0)^2}\right]. \tag{3}$$

Уравнения модуляций могут быть получены методом усреднения Уизема [4]. Усредняемые уравнения имеют вид законов сохранения для (1)

$$n_t + (nv)_z = 0,\quad \mathscr{H}_t + T_z = 0,\quad \mathscr{P}_t + \mathscr{R}_z = 0,$$
$$\mathscr{H} = n\frac{mv^2}{2} - e(n - n_0)\varphi - \frac{1}{8\pi}\varphi_z^2,\quad T = \frac{1}{4\pi}\varphi_z\varphi_t + nv\left(\frac{mv^2}{2} - e\varphi\right).$$
$$\mathscr{P} = mnv,\quad \mathscr{R} = mnv^2 - en_0\varphi - \frac{1}{8\pi}\varphi_z^2, \tag{4}$$

$\mathscr{H}$ и $\mathscr{P}$ — плотности энергии и импульса для (1), $T$ и $\mathscr{R}$ — плотности соответствующих потоков.

После усреднения (4) по периоду быстрой фазы $\theta$, причем $\oint d\theta = 2\pi$, получаем следующие уравнения:

$$N_t + (Nv_0)_z = 0,$$
$$(Nv_0)_t + (Nv_0^2)_z = 0,$$
$$\left[N\left(v_0^2 + G\frac{\omega^2}{k^2}\right)\right]_t + \left[Nv_0\left(v_0^2 + G\frac{\omega^2}{k^2}\right)\right]_z = 0, \tag{5}$$

где $N = \pm((kv_0 - \omega)/\omega_{p0})$ имеет смысл числа возмущенных волн на длине невозмущенной волны.

К системе (5) следует добавить очевидное условие $k_t + \omega_z = 0$. Характеристические скорости расширенной таким образом системы (5) равны $v_1 = v_2 = v_3 = v_4 = v_0$. Вещественность $v_i$ означает устойчивость решения (3), т. е. состояния системы с ВЗП. Секулярные члены в решении (5) отсутствуют ввиду конечности энергии системы. С другой стороны, $v_i = \Omega/q$, где $\Omega$ и $q$ — частота и волновое число волны модуляции. Отсюда в квазиклассическом приближении следует выражение для энергии системы вблизи ВЗП

$$E = E_{\text{ВЗП}} + 4\hbar\sum_{q_n}(n_{q_n} + {}^1/_2)\,\Omega(q_n),\quad \Omega(q_n) = v_0 q_n, \tag{6}$$

$n_{q_n}$ — число квантов волны модуляции с волновым числом $q_n$; $E_{\text{ВЗП}}$ — энергия ВЗП, пропорциональная размерам системы; 4 — фактор, учитывающий степень вырождения волны модуляции.

Учет конечной температуры $T$ приводит к появлению в первом уравнении (1) слагаемого, описывающего давление $(T/m)\,(\partial/\partial z)\ln(n/n_0)$. Соответственно изменится вид функции Гамильтона стационарной задачи

$$H=\frac{1}{2}(\xi_x)^2+\frac{1}{2}\frac{(\xi-1)^2}{[(\xi-1)^2-\beta]^2}\left\{G-(\xi-\xi_0)^2+2\beta\left[\frac{\xi_0-1}{\xi-1}+\ln|\xi-1|\right]\right\}, \qquad (7)$$

где $\beta=(k_Б T/m)(k/\omega)^2$, $k_Б$ — постоянная Больцмана.

Изменятся также выражения для адиабатического инварианта и плотности тока (2), точное вычисление которых затруднительно. Анализ (7) позволяет заключить, что при низких температурах качественный характер решения не изменится по сравнению со случаем $T=0$. Колебания в ВЗП сменяются апериодическим движением при $\xi_0-1\sim\sqrt{\beta}$, что приводит к оценке критической температуры $k_Б T_c \sim e^2 n_0 \lambda^2$.

## Выводы

1. Основное состояние одномерной проводящей системы со статической ВЗП характеризуется ненулевым значением плотности тока, пропорциональным амплитуде ВЗП.

2. Спектр возбуждений одномерной системы вблизи статической ВЗП имеет «звуковой» характер, причем скорость «звука» пропорциональна амплитуде ВЗП.

Автор благодарит Л. П. Питаевского за внимание, проявленное к работе.

## Список литературы

[1] *Rise M. J.* // Solitons and Condensed Matter Physics: Springer Series in Solid State Science. Berlin; Heidelberg; New York: Springer Verlag, 1978. Vol. 8. P. 246.
[2] *Зайко Ю. Н.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 12. С. 2429.
[3] *Заславский Г. М.* Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984.
[4] *Бхатнагар П.* Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах. М.: Мир, 1983.

Поступило в Редакцию
26 сентября 1989 г.

---

06; 12 *Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990*



# АДГЕЗИЯ ПЛЕНОК ЗОЛОТА И НИКЕЛЯ К АРСЕНИДУ ГАЛЛИЯ

*Ю. А. Гольдберг, К. К. Джаманбалин, А. Г. Дмитриев, И. Б. Мазо, Е. А. Поссе, Б. В. Царенков, М. И. Шульга*

1. Адгезионная прочность соединений металл—полупроводник существенна для тонкопленочной полупроводниковой электроники. Известно, что адгезионная прочность соединения напыленных в вакууме металлических пленок алюминия с поверхностью кремния около $2\times10^6$ Н/м$^2$ [1, 2], а напыленных в вакууме пленок оксинитрида кремния с антимонидом индия — $0.7\times10^6$ Н/м$^2$ [3].

Цель настоящей работы — определение адгезионной прочности соединений пленок золота и никеля с арсенидом галлия непосредственно после нанесения пленок на поверхность полупроводника и после лазерного отжига предварительно нанесенных пленок.

2. Пленки Au и Ni наносились на поверхность GaAs, ориентированную по плоскости (100), двумя способами: вакуумным напылением при температуре подложки 100 °C и вакууме $10^{-5}$ мм рт. ст. и химическим осаждением [4] Au из смеси золотохлористоводородной и плавиковой кислот и Ni из раствора сульфата никеля—аммония и сульфата гидразина.

Поверхность кристаллов перед нанесением металлов травилась в смеси $3H_2SO_4+3HF+1H_2O$. Кроме того, перед химическим осаждением Au поверхность кристаллов обрабатывалась в растворе хлористого палладия [5] при 90° C в течение 10 с, а перед осаждением Ni — в концентрированном (25 %) водном растворе аммиака в течение 30 с. Толщина пленок Au была 0.2 мкм, Ni — 0.1 мкм; площадь пленки была меньше поверхности кристаллов и составляла $0.6-1.2\cdot10^{-1}$ см$^2$.

Для лазерного отжига пленок использовался лазер ГОС-301 (длина волны 1.06 мкм); пленки отжигались серией из 4 импульсов излучения с длительностью импульса 1 мс при энергии в импульсе, приходящейся на единицу площади пленки, равной 3.4 Дж/см$^2$.