

УДК 53.084.2

**РОСТ НАНОВИСКЕРА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА: МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ****С.А. Чивилихин, А.О. Голубок, И.С. Мухин**

Построена математическая модель роста нановискера на поверхности проводника в вакуумной камере электронного сканирующего микроскопа под действием сфокусированного электронного пучка. Положительные ионы углерода, выбиваемые с поверхности камеры, захватываются полем пучка электронов. Двигаясь вдоль пучка, ионы попадают на поверхность нановискера, что и обеспечивает его рост. В работе электрическое поле и потенциал пучка электронов аппроксимированы полем и потенциалом равномерно заряженной нити. Для такой постановки задачи написано уравнение Власова, из которого вытекает уравнение движение поверхности растущего нановискера. С помощью численных методов рассчитан и визуализирован процесс роста, строится динамическая сетка, имитирующая растущей вискер – рассмотрение динамики роста во времени. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментом.

Ключевые слова: нановискер, математическая модель роста, уравнение движение поверхности.

Введение

В настоящее время широко распространены такие методы роста вискером, как рост в установках молекулярно-пучковой эпитакии, рост из газовой фазы с использованием металлорганических соединений, выращивание вискером методами электролиза, электропереноса, метод лазерной абляции и т.д. В данной работе предложена математическая модель, описывающая процессы роста расширенного метода неконтролируемого самоорганизованного роста ансамбля вискером под действием электронного пучка. В этом методе [1] часть электронного пучка засвечивает подложку, покрытую углеродом, а часть пучка попадает на поверхность, где планируется рост вискера. В месте экспозиции пучка образуется локально разогретая, отрицательно заряженная область, которая притягивает к себе положительные ионы углерода. Эта область и есть точка зарождения вискера. При перемещении места экспозиции электронного пучка в пространстве, вискер как бы тянется за пучком. При этом растет одиночный (не разветвленный) вискер диаметром 50–100 нм. Предлагаемый метод предполагает контролирование геометрии роста и свойств вискером прямо во время роста.

Экспериментальная установка

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Эксперименты проводились в рабочей камере растрового электронного микроскопа (РЭМ) Inspect FEI. Максимальное ускоряющее напряжение составляло 30 кВ, диаметр сфокусированного электронного пучка – 2 нм. Исходный СЗМ-зонд (1) размещается на столике (2) РЭМ. Ниже зонда располагается мишень (3), представляющая собой металлическую поверхность с углеродным покрытием. Электронный пучок (4) фокусируется на вершине зонда, и осуществляется сканирование по области с небольшой площадью. При этом производится экспонирование как участка зонда (1), так и участка расположенной ниже мишени (3). В зоне экспонирования на поверхности зонда происходит зарождение нановискером (НВ) (5), наблюдаемое на экране РЭМ в режиме вторичных электронов. Задавая направление и скорость перемещения пучка электронов относительно неподвижного зонда, а также площадь экспонирования, ускоряющее напряжение и ток пучка, можно управлять ростом НВ.

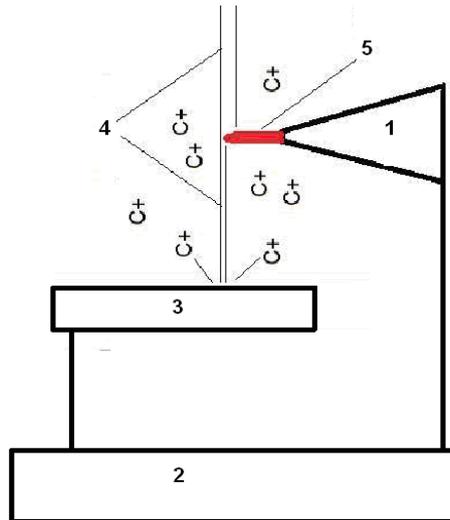


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для формирования одиночного НВ на вершине зонда СЗМ: 1 – исходный зонд СЗМ, 2 – столик РЭМ, 3 – мишень с углеродным покрытием, 4 – пучок электронов, 5 – растущий НВ

Математическая модель

Рассмотрим поверхность мишени, покрытую углеродной пленкой, на которую падает пучок электронов с энергией 30 кэВ. Так как энергия ионизации углерода составляет несколько эВ, то с поверхности мишени летят ионизованные атомы углерода. Эти ионы взаимодействуют с пучком электронов, который мы рассматриваем как полубесконечную заряженную нить с линейной плотностью заряда γ_0 . Для описания влияния проводящей мишени воспользуемся методом отраженных зарядов. Для этого введем под поверхностью мишени отраженную полубесконечную нить с зарядом $-\gamma_0$.

Определим потенциал $\varphi(z, r)$ и компоненты вектора напряженности электрического поля E , создаваемого линейным зарядом $\gamma(z)$. Для удобства будем использовать полярную систему координат (r, z, φ) . Из симметрии понятно, что по координате (φ) поле не меняется:

$$\varphi(z, r) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(z') dz'}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(z' - z)^2 + r^2}} = \frac{\gamma_0}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\frac{\sqrt{r^2 + h^2} + h}{\sqrt{r^2 + h^2} - h} \right),$$

$$E_r = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r\gamma(z') dz'}{4\pi\epsilon_0 \left((z' - z)^2 + r^2 \right)^{3/2}} = \frac{\gamma_0}{2\pi\epsilon_0 r} \frac{z}{\sqrt{z^2 + r^2}},$$

$$E_z = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(z' - z)\gamma(z') dz'}{4\pi\epsilon_0 \left((z' - z)^2 + r^2 \right)^{3/2}} = -\frac{\gamma_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + r^2}},$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость.

Отношение перпендикулярной и радиальной компонент напряженности электрического поля равно

$$\left| \frac{E_z}{E_r} \right| = \frac{r}{z},$$

следовательно, вблизи нити, при $r \ll z$, доминирует радиальная компонента электрического поля. Поле нити удерживает ионы углерода и направляет их вдоль оси нити, не меняя их продольную компоненту скорости.

На рис. 2 представлен график потенциала поля в зависимости от радиальной координаты при фиксированной высоте. Видно, что поле для ионов является потенциальной ямой.

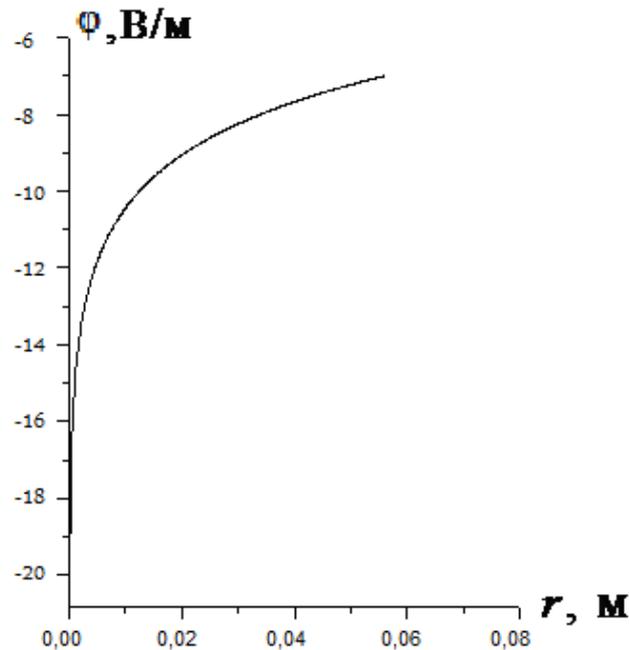


Рис. 2. Зависимость потенциала поля от радиальной координаты

Рассмотрим предельные случаи:

$$а) r \ll z, \varphi = \frac{\gamma_0}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{2z}{r}\right);$$

$$б) r \gg z, \frac{\gamma_0 z}{2\pi\epsilon_0 r}.$$

Для учета конечного радиуса R пучка электронов вводим внутри пучка квадратичный потенциал, соответствующий равномерно зараженному цилиндру.

Рассмотрим движение ионов углерода вблизи поверхности роста на высоте z . Так как ионы колеблются в потенциальной яме вблизи пучка, то $r \ll z$, и электрическое поле имеет вид

$$E = E_R \begin{cases} \frac{R}{r}, r > R; \\ \frac{r}{R}, r < R, \end{cases}$$

где $E_R = \frac{\gamma_0}{2\pi\epsilon_0 R}$. Соответственно, энергия иона W в поле равна

$$W = -W_R \begin{cases} 1 + 2 \ln\left(\frac{r}{R}\right), r > R; \\ \frac{r^2}{R^2}, r < R, \end{cases}$$

где $W_r = -\frac{\gamma_0}{4\pi\epsilon_0}$.

Напишем уравнение движения границы растущего вискера. Рассмотрим уравнение Власова [2] движения ионов электрона:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(rf) + \frac{\partial}{\partial v}(\dot{v}f) = 0, \quad (1)$$

где f – функция распределения ионов по скоростям и координате, v – скорость движения точек поверхности вискера при его росте, r – их координата.

Мы рассматриваем стационарную задачу, когда все переходные процессы уже прошли, т.е. $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$. С учетом ускорения $\dot{v} = \frac{F}{m}$ уравнение (1) принимает вид

$$v \frac{\partial}{\partial r}(f) + \frac{F}{m} \frac{\partial}{\partial v}(f) = 0, \quad (2)$$

где F – действующая сила, m – масса.

Для решения этого уравнения используем метод характеристик [3, 4]. Полная энергия иона равняется $E = \frac{mv^2}{2} + W(r)$. Тогда $f\left(\frac{mv^2}{2} + W(r)\right) = f_0\left(\frac{mv_0^2}{2} + W(r_0)\right)$.

Считаем, что начальное распределение описывается распределением Больцмана,

$$f_0 = A \exp\left(-\frac{\frac{mv_0^2}{2} + W(r_0)}{kT}\right),$$

тогда

$$f = A \exp\left(-\frac{\frac{mv^2}{2} + W(r)}{kT}\right).$$

Соответственно, поток ионов углерода равен $\mathbf{j} = \mathbf{v}n(r)$, где $n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{W(r)}{kT}\right)$ – концентрация ионов углерода у поверхности роста.

Рассмотрим движение поверхности растущего вискера. Так как в общем случае никакой симметрии у растущей поверхности нет, то будем использовать декартову систему координат (x, y, z) . Пусть поверхность задана уравнением $\Phi(x, y, z, t) = 0$, причем внутри вискера $\Phi(x, y, z, t) < 0$, снаружи $\Phi(x, y, z, t) > 0$. Тогда нормаль к поверхности вискера определяется как $\mathbf{n} = \frac{\nabla\Phi}{|\nabla\Phi|}$, соответственно, нормальная скорость движения

границы равна

$$v_n = -\frac{\partial_t \Phi}{|\nabla\Phi|}.$$

С другой стороны, нормальная скорость поверхности определяется выражением $v_n = \frac{\mathbf{j}\mathbf{n}}{\rho}$, где ρ – плотность вещества вискера. Следовательно, уравнение движение границы растущего вискера имеет вид

$$\partial_t \Phi + \frac{\mathbf{j} \mathbf{n}}{\rho} |\nabla \Phi| = 0. \quad (3)$$

Это уравнение решается численно. На рис. 2 представлена поверхность вискера, рассчитанная согласно уравнению (3). По осям отложены декартовы координаты. Вертикальной линией изображен сфокусированный пучок электронов, под действием которого происходит рост вискера. Вискер растет на поверхности, представляющей собой закругленный на вершине конус (имитирующий химически заточенную вольфрамовую иглу).

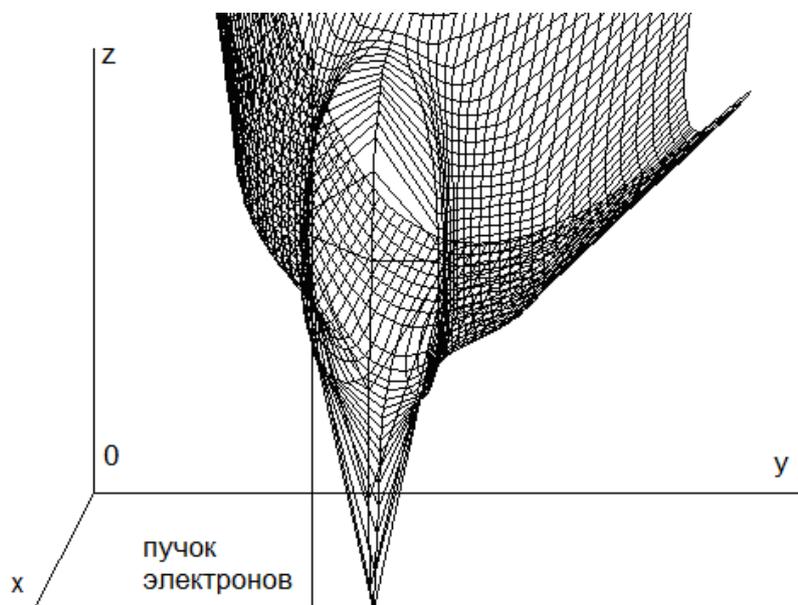


Рис. 2. Результат численного моделирования роста вискера, растущего на острие вольфрамовой иглы

Заключение

Предложена математическая модель роста нановискера на поверхности проводника под действием сфокусированного электронного пучка. Несмотря на упрощающие предположения, построенная модель качественно согласуется с результатами эксперимента [1].

Видно, что вискер является несимметричным в сечении относительно оси роста. Этот факт подтвердился при исследовании вискеро́в, выращенных в электронном сканирующем микроскопе, при повороте вискеро́в на 90° вокруг оси роста. Во время роста вискера существует выделенное направление – ось электронного пучка. Ионы углерода, поднимаясь вверх, колеблются вокруг этой оси. Этим и объясняется факт, что вискер имеет несимметричную форму.

Модель позволяет оценивать влияние параметров роста на процессы роста и проводить численные эксперименты по поиску оптимальных условий роста при заданных конечных характеристиках вискера.

Литература

1. Голубок А.О., Ковров А.В., Левичев В.В., Мухин И.С., Приходько О.А. Формирование одиночных нановискеро́в на вершинах зондов сканирующего зондового микроскопа // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2009. – № 4(62). – С. 82–87.

2. Веденяпин В.В. Кинетические уравнения Больцмана и Власова. – М.: Физматлит, 2001. –111 с.
3. Курант Р. Уравнения с частными производными. – М.: Мир, 2000. – 843 с.
4. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по дифференциальным уравнениям с частными производными первого порядка. – М.: Физматлит, 2003. –416 с.

- Чивилихин Сергей Анатольевич** – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат физ.-мат. наук, доцент, sergey.chivilikhin@gmail.com
- Голубок Александр Олегович** – Институт аналитического приборостроения РАН, доктор физ.-мат. наук, заместитель директора по научной работе, aogolubok@mail.ru
- Мухин Иван Сергеевич** – Академический физико-технологический университет РАН, аспирант, imukhin@yandex.ru