

**Институт физических проблем
им. П.Л. Капицы**

Бородин Александр Сергеевич

Эмиттеры электронов

**Дипломная работа на соискание
степени бакалавра**

**научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Завьялов В.В.**

Москва 2002 г.

Введение.

Двухмерный электронный газ.

Находясь вблизи поверхности диэлектрика, электрон притягивается к ней силами электрического изображения, но не может проникнуть внутрь из-за потенциальной ступеньки на её поверхности высотой $V \sim 1$ эВ. Иными словами, вблизи поверхности имеется потенциальная яма, в которой могут возникать энергетические уровни – связанные состояния электронов. На дальних расстояниях от поверхности потенциал сил изображения равен [1]

$$\varphi(z) = \frac{e^2(\varepsilon - 1)}{4(\varepsilon + 1)z} = -\frac{Qe^2}{z},$$

где z – координата вдоль нормали к поверхности. Потенциальная ступенька на поверхности очень высока, и в первом приближении можно принять, что $\varphi(z) = +\infty$ при $z \leq 0$. Получившийся модельный потенциал показан на рис. 1.

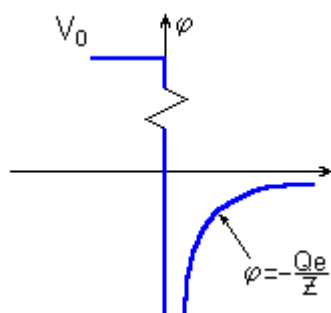


Рис.1.

Спектр энергетических уровней электрона в такой потенциальной яме хорошо известен [2]:

$$E_n = -\frac{Q^2 m e^4}{2 \hbar^2 n^2}$$

Среднее удаление электрона от поверхности на n -ом энергетическом уровне равно:

$$\langle z \rangle_n = \frac{3}{2} n^2 \frac{a_0}{Q},$$

где a_0 – боровский радиус. Для гелия, водорода и неона $(\varepsilon - 1) \approx 10^{-3}$, что обеспечивает выполнение условия $\langle z \rangle_1 \gg a_0$. Электрон локализован далеко от поверхности диэлектрика, следствием чего является его свобода для движения вдоль поверхности. Если же, как это бывает обычно, $(\varepsilon - 1) \geq 1$, модель даёт $\langle z \rangle_1 \sim a_0$. В этом случае электроны будут связаны с отдельными атомами вещества или с дефектами поверхности, что даёт картину обычной электризации [6].

Если кинетическая энергия движения электронов вдоль поверхности $\frac{P_{\parallel}^2}{2m}$ много меньше $(E_2 - E_1)$, то возбужденные состояния электронами практически не заселены. Такие электроны образуют двумерную проводящую систему.

Таблица 1.

	$Q(10^{-3})$	T_3	P_3 (мм р.ст.)	E_1 (ТГц)	z_1 (нм)
He^3	5,23			0,090	1530
He^4	6,95			0,159	1150
$H_{2эс}$	26	14,0	54,0	2,14	310
$H_{2мс}$	32			3,24	250
$Ne_{эс}$	22	24,6	324	1,29	405
$Ne_{мс}$	27			1,95	330

Параметры диэлектриков с $(\varepsilon - 1) \ll 1$. T_3 и P_3 - температура и давление в тройной точке. E_1 и z_1 - расчётные значения энергии связи электрона и его расстояния до поверхности в основном состоянии.

Чтобы иметь возможности контролировать энергетические уровни электронов и обеспечить достаточно высокую концентрацию электронов на поверхности, нужно приложить перпендикулярное к ней статическое электрическое поле E_z . При этом собственные значения энергии E_n изменяются благодаря появлению в потенциальной энергии добавки $eE_z z$. В первом порядке теории возмущения поправки к энергии равны

$$\Delta E_n = eE_z \langle z \rangle_n$$

Напуск электронов на поверхность диэлектрика.

Одной из важнейших частей установки, создающей рассмотренную электронную систему, является эмиттер, напускающий электроны на поверхность диэлектрика. Эмиттер электронов должен удовлетворять следующим требованиям: тепловое излучение от него не должно заметно нагревать систему; испускаемые электроны должны иметь определенное распределение по энергии.

Для избежания появления связанных электронов, искажающих поле в камере, энергия электронов, долетающих до диэлектрика, должна не превышать потенциальный барьер на его поверхности. Этого можно добиться, тормозя вылетающие из эмиттера электроны электрическим полем, что может убрать лишь постоянную составляющую их энергии, так что при наличии значительного разброса электронов по энергии необходимо использовать другие механизмы корректировки энергии электронов или другие эмиттеры. Электроны над поверхностью твердого водорода термолизировались за счёт неупругих столкновений с молекулами H_2 насыщенного газа. В случае неона столкновения электронов с частицами газа не приводят к уменьшению разброса по энергии вследствие их упругого характера.

Термоэмиссия.

Плотность тока термоэлектронной эмиссии изменяется с температурой по уравнению Ричардсона-Дешмана [5]

$f_0 = A_0 T^2 \exp(-\frac{e\varphi}{kT})$, где в первом приближении φ задаётся формулой

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha T,$$

$$A_0 = 120.4 \frac{A}{\text{см}^2 \text{K}^2}$$

Отсюда видно, что величина работы выхода φ экспоненциально влияет на эмиссионный ток; один из способов увеличить ток при заданной температуре и площади излучения (или уменьшить выделение тепла на эмиттере при заданном токе эмиссии)– выбор материала с минимальной работой выхода. Работа выхода для тугоплавких металлов достаточно велика (~4 эВ), для их сплавов и оксидов значительно ниже (~1 эВ). Однако подобные термоэмиттеры достаточно сложны как в использовании (постоянно требуется хороший вакуум, после «отравления» плотными газами необходимыми сделать трудоёмные процедуры для восстановления его работоспособности).

Предполагается использовать термоэмиттер основанный на вольфрамовой нити диаметром 5 микрон и длиной 5 мм; разогревается коротким (порядка 10 мс) импульсом (максимальный ток в импульсе – 40 мА). Длина импульса (и соответственно, величина заряда, напускаемого на диэлектрик) контролируется заданием максимальной температурой нити накала. (см. приложение – схема для генерации импульса, зависимость $V(t), I(t), P(t)$, оценочные формулы).

Полевая эмиссия.

Опишем выражения для распределения по энергиям испускаемых электронов и эмиссионный ток. На рис. 8 изображена модель металлической эмиттирующей поверхности. По горизонтальной оси идёт расстояние от поверхности, по вертикальной оси – энергия. Будем считать кривизну поверхности бесконечной. При ненулевых температурах, распределение электронов по энергии в металле описывается распределением Ферми-Дирака:

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - \mu}{k_B T}} + 1}$$

График этой функции изображён с левой стороны рис. 8. Электроны могут покинуть металл если они смогут преодолеть потенциальный барьер на границе металла. При нулевом внешнем электрическом поле, этот барьер описывается ступенчатой функцией, высотой работы выхода W . Только возбужденные термически или излучением электроны могут преодолеть барьер и покинуть металл.

Ситуация меняется при приложении электрического поля F между металлическим эмиттером и анодом. В результате приложенного поля и сил электрического изображения потенциальный барьер становится, как показано на рис. 8а; его высота уменьшается на ΔW . При определенных полях потенциальный барьер снижается на столько, что электрон может туннелировать через него. При комнатных и ниже температурах, самый высокий заселенный уровень в металле довольно сильно близок к энергии Ферми, и пик распределения по энергии для испускаемых электронов тоже будет в окрестности μ . Распределение по энергиям для испускаемых электронов определяется следующими двумя эффектами: низкоэнергетическим склоном определяемым вероятностью туннелирования, и высокоэнергетическим, определяемым распределением электронов по энергиям в металле, зависящем от температуры эмиттера. При возрастании прикладываемого поля, ширина распределения растёт приблизительно линейно с полем, пик распределения остаётся близким к энергии Ферми [4].

Распределение по энергиям испускаемых электронов $\frac{dJ_{TF}(E)}{dE}$ даётся в теории

термо-полевой эмиссии (в СИ) выражением [4]:

$$\frac{dJ_{TF}(E)}{dE} = \frac{4\pi me}{\hbar^3} d \cdot e^{-\frac{bW}{d}} \frac{e^{E/d}}{1 + e^{E/k_B T}},$$

где m и e – масса и заряд электрона. Параметр d описывает вероятность тунеллирования электрона через потенциальный барьер. Три физические величины определяют вероятность тунеллирования: величина работы выхода W , поле F и потенциал сил изображения. Вероятность тунеллирования обычно вычисляется как квазиклассическое приближение точного выражения [3]. Здесь мы приведем только конечный результат:

$$d = \frac{ehF}{4\pi(y_0)\sqrt{2mW}},$$

где y_0 описывает влияние сил изображения:

$$y_0 = \frac{\Delta W}{W} = \sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon_0 W}},$$

ΔW - понижение потенциального барьера в отсутствие поля W .

$$b = \frac{2v(y_0)}{3t(y_0)},$$

где $t(y_0) \cong 1 + 0.1107 y_0^{1.33}$, $v(y_0) \cong 1 - y_0^{1.69}$.

Полный ток эмиссии находится интегрированием $\frac{dJ_{TF}(E)}{dE}$ по E :

$$j_{TF} = \frac{4\pi me}{h^3} d^2 \exp\left(-\frac{bW}{d}\right) \frac{\pi p}{\sin \pi p},$$

где $p = \frac{k_B T}{d}$

Полевые эмиттеры, для работы которых необходимо напряжение порядка 1 кэВ, не подходят для данной задачи.

Углеродные нанотрубки.

Простейшая модель нанотрубки (см. рис.2) – свернутый в виде цилиндра слой, состоящий из атомов углерода, упакованных по типу графита (двумерная гексагональная решетка). Из слоя вырезается лента LL' , которая затем «сворачивается» в цилиндр. От угла ϕ - так называемого «угла хиральности (chirality)» - зависит степень «скрученности» трубки, наглядно показанная на рисунке при помощи красной цепочки ячеек.

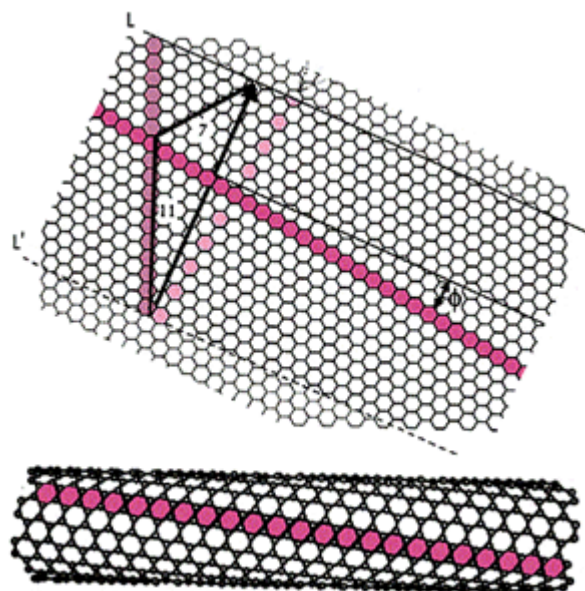


Рис.2.

Нанотрубки с различной хиральностью – это полимеры разного строения, поэтому они обладают разными электрическими свойствами. Большая часть нанотрубок обладает металлической проводимостью, однако некоторые нанотрубки – полупроводники с шириной запрещенной зоны 0,1 – 0,3 эВ.

По геометрическим параметрам нанотрубки делятся на два класса – однослойные (одностенные, Single-Walled NanoTube, SWNT) и многослойные (Multi-Walled NanoTubes, MWNT). Диаметр однослойных трубок $d_{sw} \sim 1$ нм, многослойных $d_{mw} \sim 10 - 30$ нм. Если наблюдаемая структура одностенных нанотрубок сходна с изображенной на рис.2, то многослойные трубки отличаются разнообразием форм и размеров. По мере увеличения количества слоев появляется все больше дефектов, таких, как семиугольные и пятиугольные ячейки, приводящих к искривлениям и переплетениям нанотрубок между собой. На рис.3 представлены изображения многослойных нанотрубок, полученные в [7] с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM).

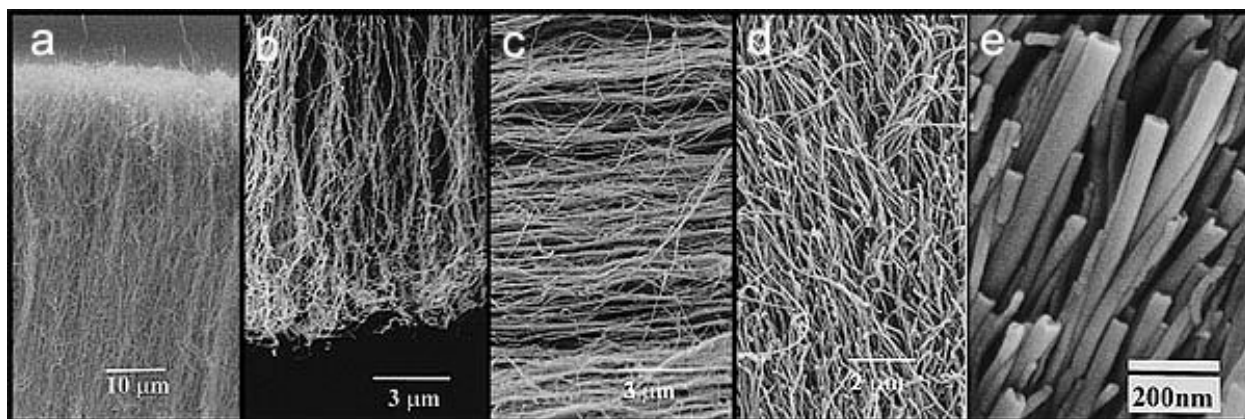


Рис. 3.

«Лес» многослойных нанотрубок. На рис. 3с изображены средние части MWNTs, на остальных – вершины в разном разрешении.

На рисунке 4, полученном в [7] с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ТЕМ), видно внутреннее строение MNWT – много концентрических слоев и внутренняя полость. Изображения однослойных нанотрубок получить несколько сложнее из-за их меньших размеров, к тому же при параллельном росте они часто слипаются в конусообразные пучки (рис.5).

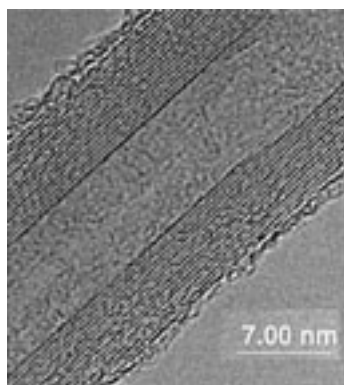


Рис.4. Строение MWNT.

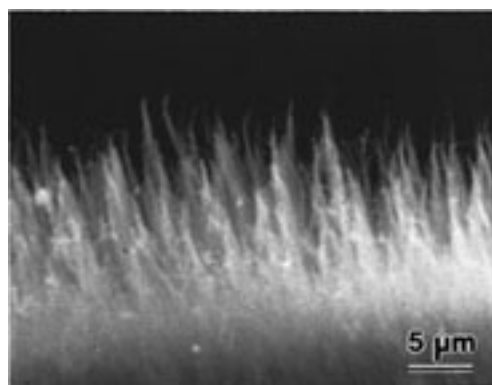


Рис.5. SWNTs, полученные в [8].

Сейчас разработано несколько достаточно надежных методов изготовления нанотрубок. Один из них, химический, заключается в нагревании ферроцена или похожих углеродистых соединений (должен присутствовать металл в качестве катализатора) в специальной печи и последующем осаждении на специальном электроде, покрытом мелкодисперсным Ni или Co . В других работах нанотрубки получались испарением углерода в электрической дуге. При этом они росли прямо на электродах или на стенках камеры. Образцы одностенных нанотрубок, находящиеся в нашем распоряжении [8], были получены при помощи испарения углерода электронной пушкой. Специальные методы используются для создания химически модифицированных или легированных трубок.

Обычно, помимо нанотрубок, в получившемся осадке много различных примесей, таких, как аморфный углерод или фуллерены C_{60} , C_{70} , C_{80} . Удалить примеси можно с помощью ультразвукового диспергирования в метаноле и последующего разделения на центрифуге.

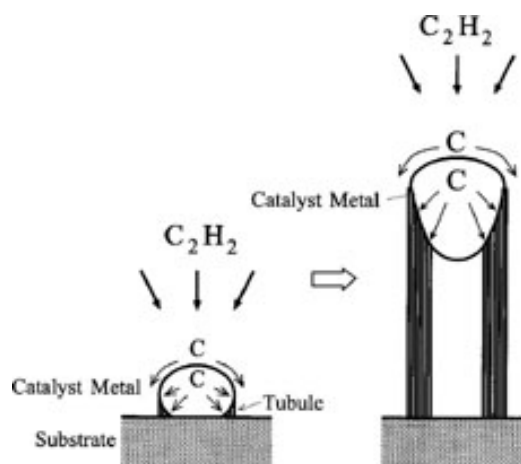


Рис. 6. Рост нанотрубок.

Также различаются параметры роста нанотрубок. На рисунке 7 показан один из наблюдавшихся [9] способов роста нанотрубок, при котором на вершине оказывалась наночастица (чаще металлическая) субстрата. Установить это можно с помощью картины дифракции электронов на трубке. Также возможен рост поверх наночастицы или вообще без ее участия. Иногда в качестве субстрата для новой нанотрубки выступает старая.

Электронная эмиссия с нанотрубок.

Вскоре после открытия цилиндрических углеродных молекул, известных как нанотрубки, было сделано предположение, что новый материал можно использовать как полевой эмиттер. Углеродные нанотрубки могут быть длиной в несколько микрон при диаметре в несколько нанометров. Вследствие такого большого соотношения, возможно получение достаточно высокого эффективного поля для электронной эмиссии при меньших, чем обычно прикладываемых напряжениях.

Известно, что электронная структура нанотрубок сильно зависит от их геометрических параметров, таких как диаметр и хиральность – существуют нанотрубки проявляющие как металлические, так и полупроводниковые свойства. Более того, на электронную структуру сильно влияют дефекты, такие как пятиугольники на вершинах нанотрубок. Таким образом, вершина нанотрубки имеет свойства отличные от остальной её части. Также свойства могут меняться вдоль самой нанотрубки, например, иметь металлические и полупроводниковые кольца [3].

Вследствие закрытой полусферической поверхности вершины нанотрубки эмиссионный ток с нанотрубки стабилен благодаря отсутствию самодиффузии поверхностных атомов. В работе [3] наблюдалась устойчивая (в течении 2 месяцев) непрерывная эмиссия с нанотрубок (см. рис. 7).

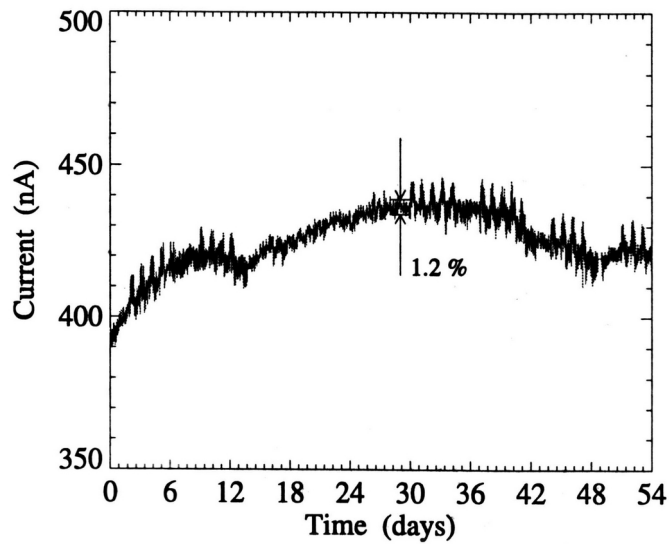


Рис. 7. Измерение стабильности эмиссии полевого эмиттера на углеродной нанотрубке при комнатной температуре. Небольшие периодические изменения связаны скорее всего с флуктуациями питания.

Полевые эмиттеры на полупроводниках могут иметь меньший разброс энергий выпускаемых электронов, чем металлические эмиттеры, что и наблюдалось экспериментально для нанотрубок.

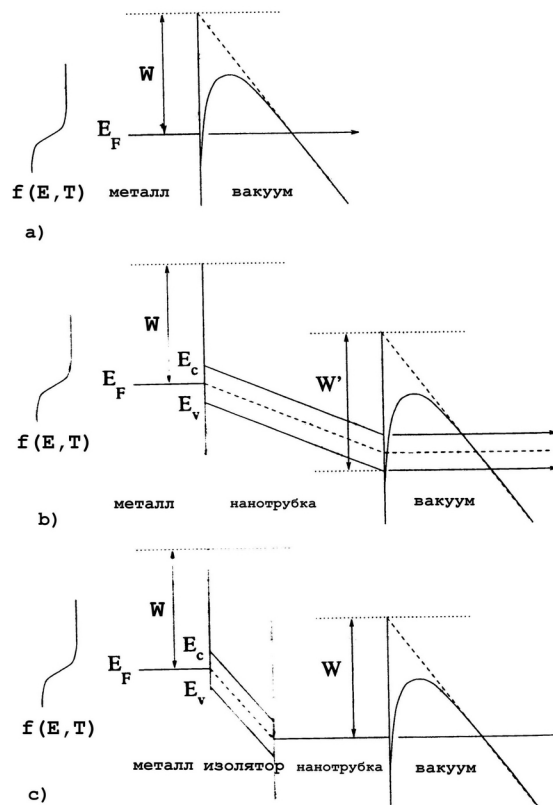


Рис. 8. Схематическое изображение границы между эмиттирующей поверхностью и вакуумом. а) граница металл-вакуум. б) нанотрубка на поверхности металла моделируется слоем полупроводника; электроны могут эмиттироваться с уровней E_c и E_v . в) нанотрубка металлическая, на границе металл-нанотрубка существует полупроводниковая область.

Изложенную теорию эмиссии с металла нельзя непосредственно применить к нанотрубкам в виду их неоднозначной структуры. В [3] предлагалось 2 модели для одной излучающей нанотрубки на вольфрамовом острие.

Первая модель – представление подобного образца слоем полупроводника на вершине металлического эмиттера. Электрическое поле проникает вглубь полупроводника, вызывая линейное падение потенциала для границы металл-полупроводник. (см. рис 8b). Электронная эмиссия может происходить как и с вершины валентной зоны E_v , так и со дна зоны проводимости E_c . Оба механизма будут обладать линейным смещением вниз пика распределения по энергиям с увеличением прикладываемого электрического поля.

Вторая модель – была названа в [3] двухбарьерной. В этой модели предполагается существование не металлических областей в границе между вольфрамовым острием и нанотрубкой; в этих областях могут присутствовать значительные электрические поля (см. рис 8c). Сама нанотрубка считается металлической.

В [3] были измерены распределения по энергиям для электронов, испускаемых с одиночных нанотрубок на вольфрамовом острие при комнатной температуре (см. рис. 9).

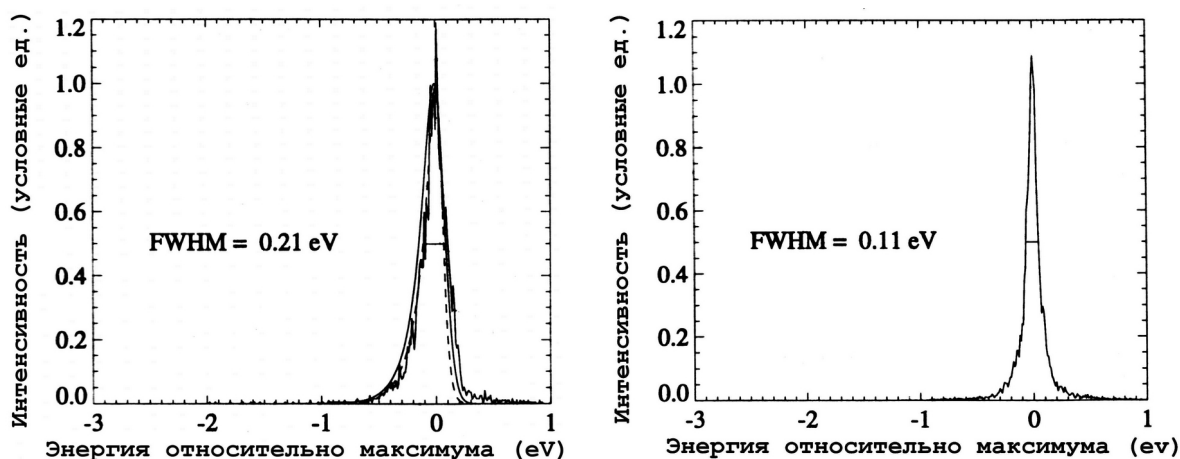


Рис. 9. Распределение по энергиям электронов, испускаемых углеродной нанотрубкой. Слева: образец 1, приложено напряжение 580В. Справа: образец 2, приложено напряжение 580В.

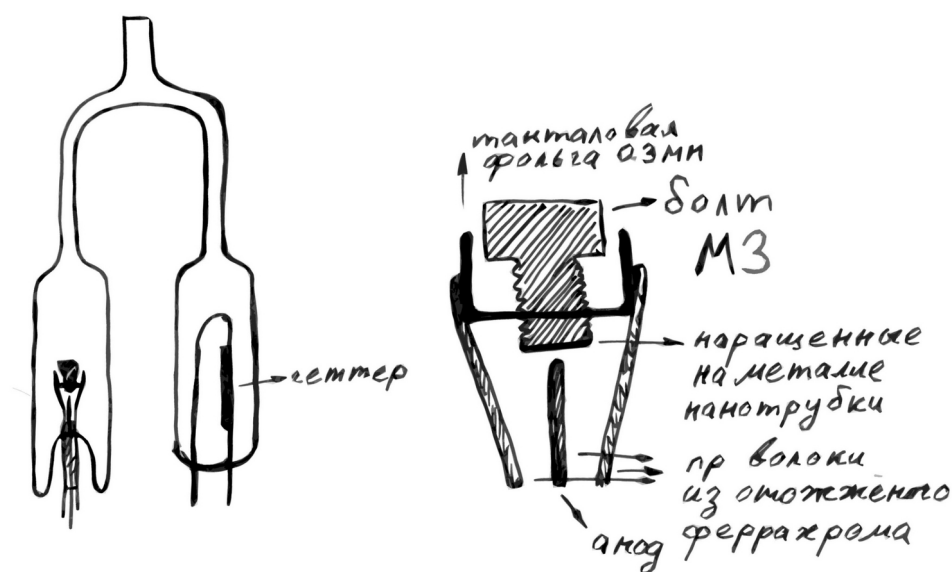
Пик распределения по энергии для двух различных образцов смещался вниз по энергии при увеличении прикладываемого поля, что согласуется с предположением о том, что в исследуемых нанотрубках присутствует полупроводниковая область (либо на границе вольфрам-нанотрубка, либо в самой нанотрубке). Однако полуширина распределения для двух различных образцов по разному зависела от прикладываемого поля: в одном случае имело место линейное уширение полосы с увеличением поля, в другом от прикладываемого поля ширина практически не зависела.

Из всего вышесказанного можно сделать вывод, что эмиттеры на нанотрубках могут подходить для создания высокостабильных эмиттеров с узким распределением испускае-

мых электронов. Существенным недостатком нанотрубок является сложная воспроизводимость результатов.

Полевая эмиссия с нанотрубок при низких температурах.

Здесь мы опишем установку для измерения эмиссионного тока с нанотрубок при низких (гелиевых и азотных температурах). Откачанный диффузионным насосом и отпаянный сосуд, изображённый на рис 7, помещается в гелиевый дьюар (в азотной рубашке). После откачки на геттер путём подачи на его выходы напряжения, разогревается до достаточной для распыления активного вещества температуры. Вследствие абсорбции геттером остаточного газа, получается высокий вакуум, достаточный для бесстолкновительного движения до анода эмиттируемых с нанотрубок электронов. На анод подаётся высокое напряжение (500-2000 В, со стабилизированного источника высокого напряжения блока КАМАК), на катод – земля. С подключенного последовательно с эмиттером сопротивления снимается анодный ток.



В танталовой (тантал был выбран из-за хороших сварочных качеств) фольге толщиной 0.3 мм просверлено отверстие М3. Резьба достаточна для прочной фиксации болта М3 с выращенными на его поверхности нанотрубками. С двух сторон танталовая фольга согнута под углом 90° для удобной сварки контактным способом с проволоками из отожжённого феррахрама (феррахром выбран для обеспечения хорошего механического контакта с сосудом). Анод выполнен также из феррахромовой проволоки, расстояние до поверхности с нанотрубками регулируется ходом болта; выставлено порядка 0.1 мм. Эмиттер помещен в сосуд из химического стекла.

Автоматизация эксперимента.

При подготовке к эксперименту особое внимание уделяется автоматизации процесса измерений. Использование компьютера позволяет собирать большее количество данных и обрабатывать их сразу во время проведения эксперимента. Во многих случаях это позволяет повысить точность измерений и выявить специфические особенности экспериментальных зависимостей, которые могут быть пропущены при ручной обработке поступающих результатов. Помимо быстроты и наглядности, а также удобного способа хранения информации, компьютер также предоставляет цифровые методы обработки данных, в частности, возможность аппроксимации или Фурье-анализа.

Подключение к компьютеру таких специализированных цифровых приборов, как, например, синхронный детектор (Lock-In Amplifier), позволяет соединить широкие возможности таких приборов с удобными средствами компьютерной обработки и хранения информации. Чувствительность Lock-In'a на переменном токе имеет порядок несколько нановольт. Для детектирования и измерения величины сигнала применяется метод фазочувствительного детектирования. При этом на исследуемый образец подается определенный эталонный сигнал, а полученный отклик перемножается с опорным сигналом. В том случае, если частота этих сигналов совпадает, то после прохождения результата их перемножения через фильтр, отсекающий переменную компоненту, остается сигнал, пропорциональный амплитуде исходного отклика, полученного с экспериментальной установки. Характеристики синхронного детектора позволяют детектировать сигнал с частотой 10 kHz и шириной полосы 0.01 Hz. В прибор встроено два устройства ЦАП и несколько АЦП, что позволяет не только получать данные, но и управлять экспериментом.

В качестве операционной системы используется Linux (на ядре 2.4.4) с патчем Real Time Linux 3.0. Применение патча RTlinux позволяет превратить Linux в систему реального времени. При этом над ядром операционной системы (kernel) появляется ядро реального времени с высшим приоритетом. Основной задачей систем реального времени является обработка сигналов с гарантированным временем реагирования, т.е. существует определенный класс сигналов, для которых система реального времени гарантирует, что их обработка для получения отклика даже в худшем случае начнется не позднее, чем через определенное время после его поступления. Для указанной версии RTlinux это время составляет 15 мкс. Таким образом, реализуется достаточно быстрый опрос синхронного детектора и прием данных в память компьютера. Система команд и внутренний язык Lock-In'a достаточно просты, а поток получаемых данных выводится в файл в удобном для дальнейшей обработки виде.

Приложение.

Расчёт импульса разогрева вольфрамовой нити.

Параметры нити: длина $l=5$ мм, диаметр $d=5$ мкм, диаметр витка 20 мкм. Схема для генерации импульса представлена на рис 9.

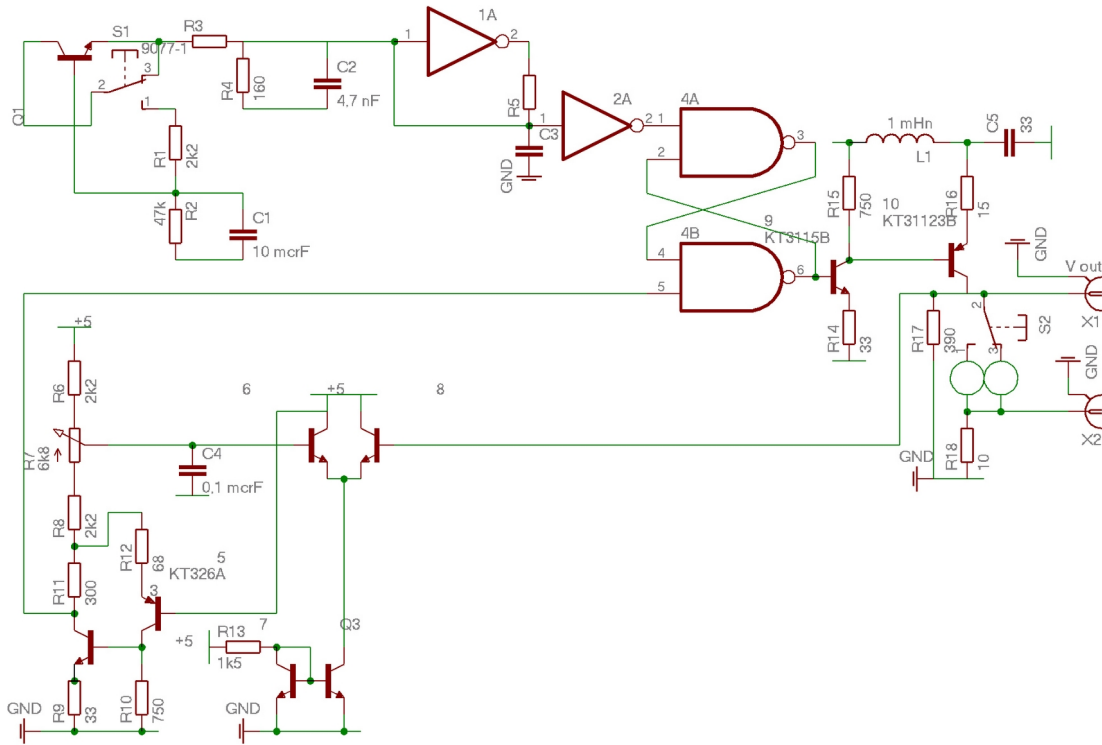
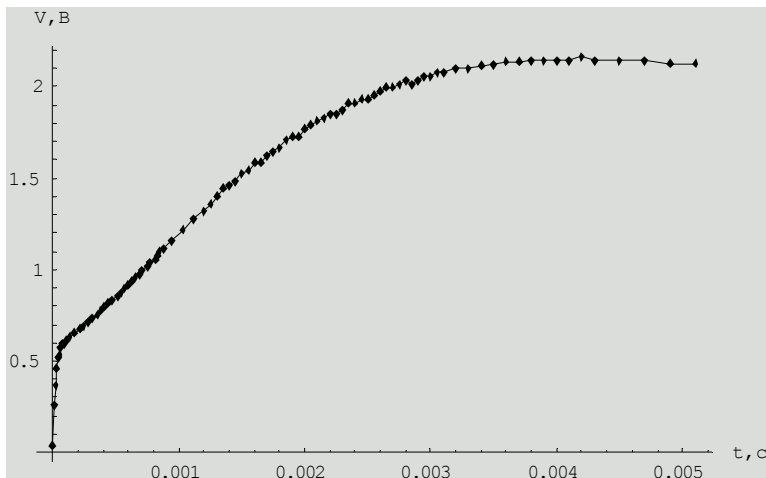


Рис. 9. Схема для генерации импульса разогрева. Запуск импульса осуществляется нажатием кнопки S1, импульс генерируется до тех пор, пока падение напряжения на лампе не сравняется с некоторым заданным уровнем (задаётся потенциометром R7), соответственно регулируется максимальная температура нити.



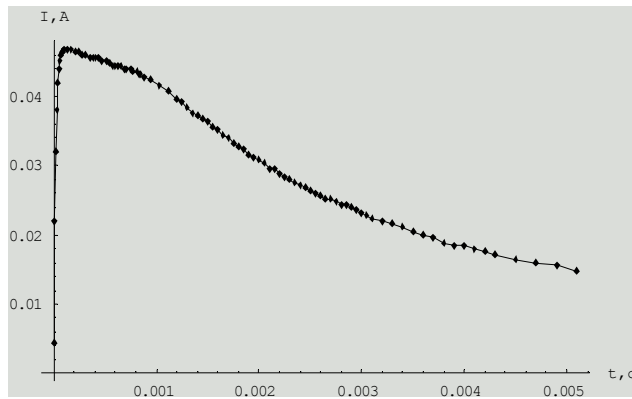


Рис. 10. Экспериментальные данные для нити при комнатной температуре ($U(t), I(t)$).

Зависимость падения напряжения на нити от температуры даётся схемой с последовательным и параллельным сопротивлением:

$$\frac{U_0 R}{R_1 + R(R_1/R_2 + 1)}$$

где $U_0 = 3.4 В$, $R_1 = 45 Ом$, $R_2 = 390 Ом$.

Здесь мы пренебрегли внутренней индуктивностью (оценочный расчёт для неё даёт 7 мкГн).

Уравнение теплового баланса:

$$\dot{T} = \frac{1}{C}(N_J - N_\epsilon - N_\lambda), \text{ где}$$

$N_J = U(T)I(T)$ - джоулево тепло,

$N_\lambda = 2 \frac{S}{l_1} \lambda(T)(T - T_0)$ - теплоотвод за счёт теплопроводности ножек нити,

$N_\epsilon = S_\epsilon \epsilon_T(T)(T^4 - T_0^4)$ - теплоотвод за счёт излучения.

T_0 - температура окружающей среды; $S = \frac{\pi d^2}{4}$; $l_1 = 0.5 мм$ (длина на которой линейно падает температура); $\lambda(T)$ - коэффициент теплопроводности как функция температуры (в пределах 300-2000К линейная зависимость); $S_\epsilon = \pi dl$ - эффективная поверхность теплового излучения; $\epsilon_T(T)$ - коэффициент серости нити как функция температуры (в пределах 300-2000К зависимость почти линейная).

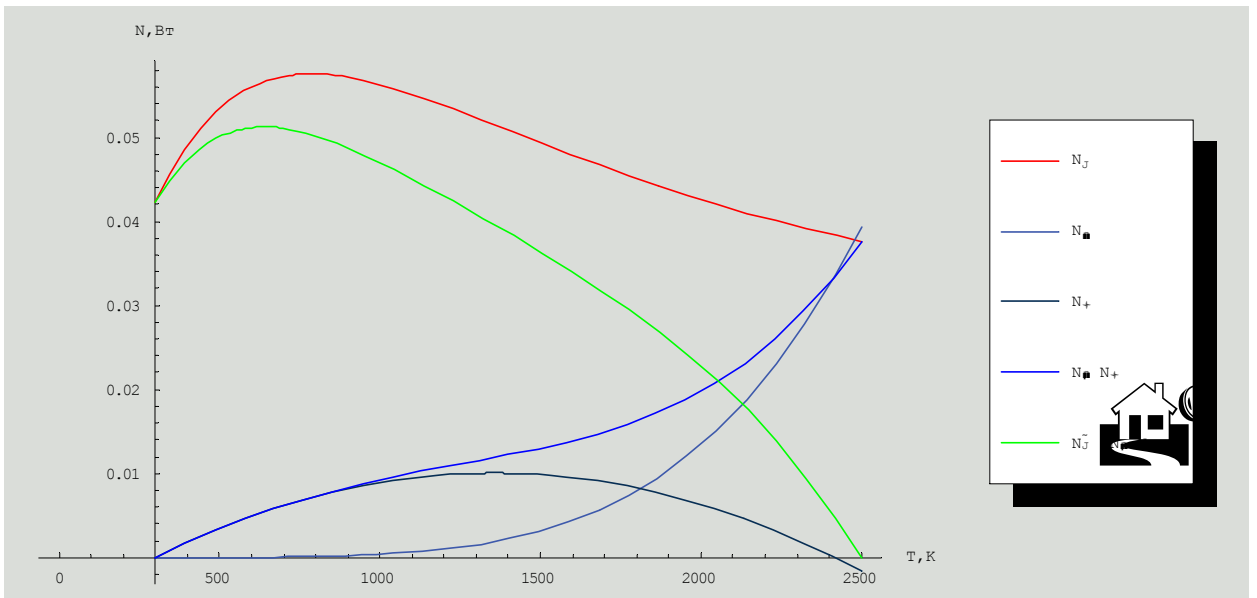
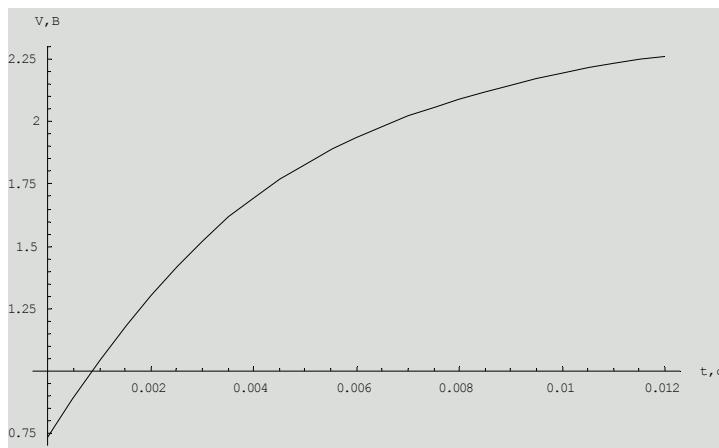
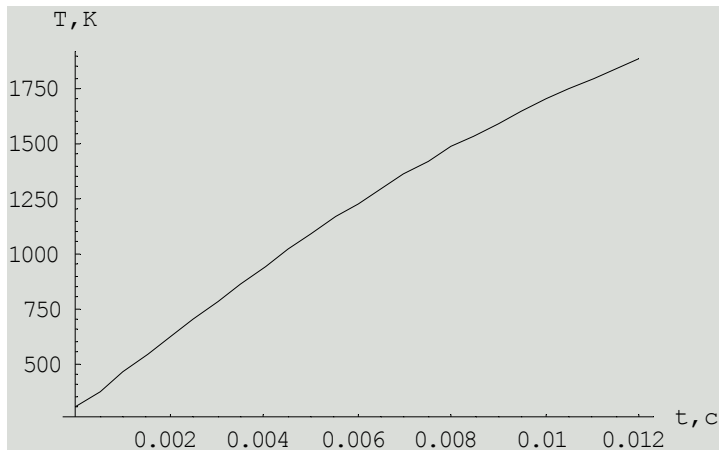


Рис. 11. Зависимости $N_J, N_\epsilon, N_\lambda$ от температуры, кривая теплового баланса. (при $T_0 = 300K$)



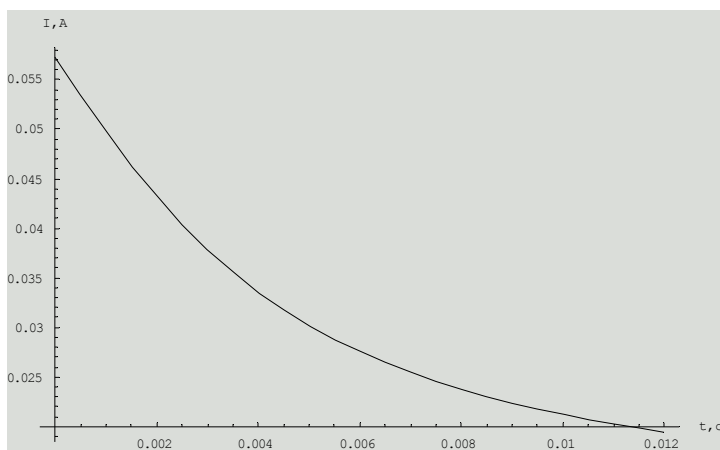


Рис. 12. Расчётная зависимость $T(t)$, $U(t)$, $I(t)$ для вольфрамовой нити при стартовой температуре, равной комнатной.

Экспериментальные данные для той же нити при гелиевой температуре (нить находится в отпаяном объёме, соответственно работают механизмы теплоотвода, связанные с теплопроводностью ножек нити и тепловым излучением) представлены на рис. 13.

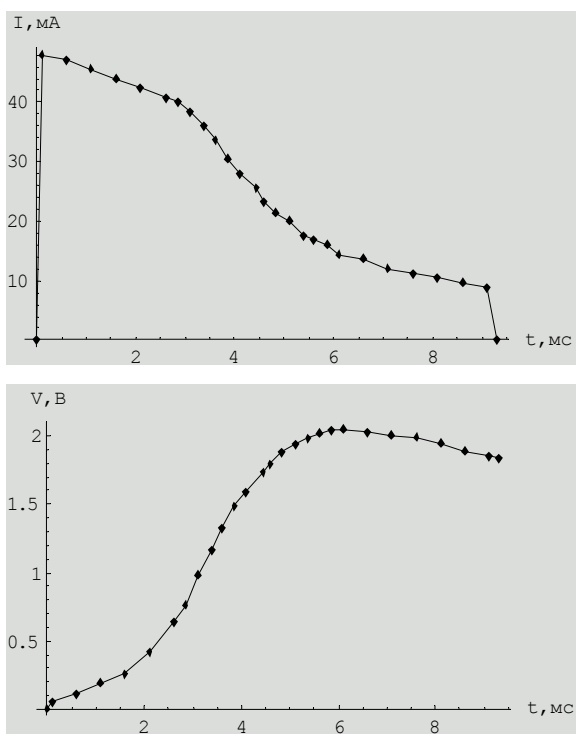


Рис. 13. Экспериментальные данные по $I(t)$, $U(t)$ для вольфрамовой нити в стеклянной колбе, погруженной в жидкий гелий ($T=4.2\text{K}$).

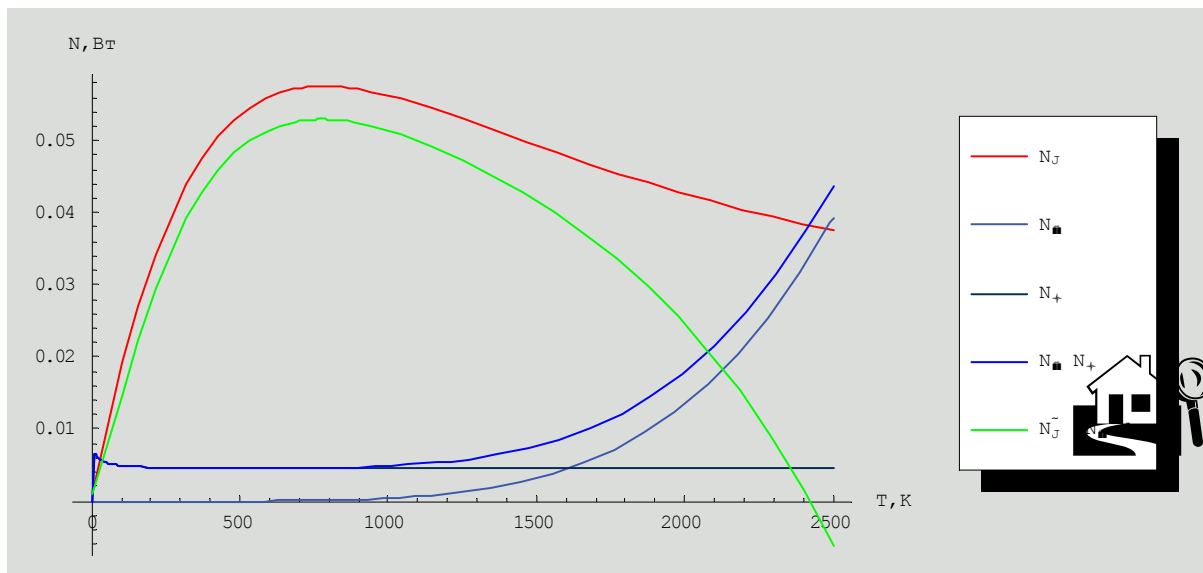


Рис. 14. Расчётная зависимость $T(t)$, $U(t)$, $I(t)$ для вольфрамовой нити при стартовой температуре жидкого гелия (4,2K).

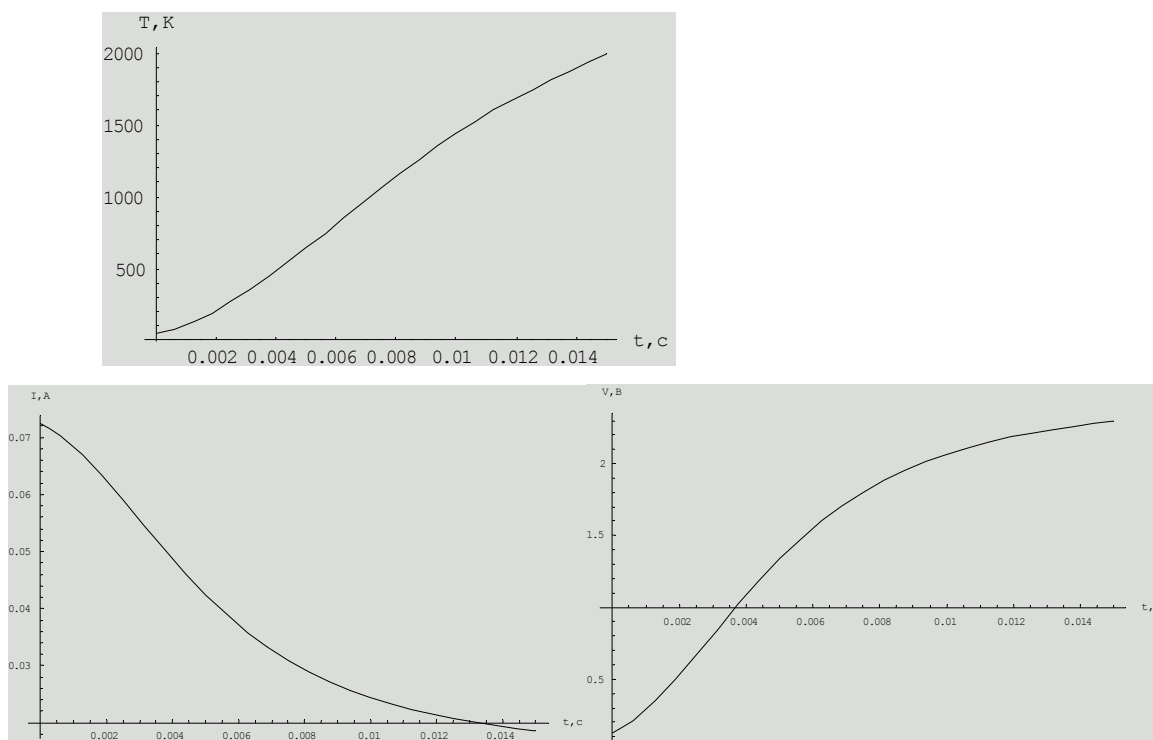


Рис. 15. $T(t)$, $V(t)$, $I(t)$ для $T_0 = 4.2K$

Литература

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.
Электродинамика сплошных сред.
//М.: Наука, 1982 г., с. 61
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.
Квантовая механика.
//М.: Наука, 1974 г, с. 146.
- [3] M.J. Fransen, Th. L. van Rooy, P. Kruit
Field emission energy distributions from individual multiwalled carbon nanotubes.
//Applied Surface Science 146(1999) 312-327.
- [4] P. W. Hawkes, E. Kasper
Theory of electron emission in: principles of Electron Optics:
//Applied Geometrical Optics, Vol. 2, Chap. 44. Academic Press, 1989.
- [5] Т.А. Кудинцева; А.И. Мельников, А.В. Морозов, Б.П. Николаев.
Термоэлектронные катоды.
//М.: Энергия, 1966 г.
- [6] Смольников И.И.
Диссертация на соискание уч. ст. канд. физ-мат. наук
//М.: ИФП АН СССР, 1989. Спектроскопия двумерных электронных систем над поверхностью твёрдых диэлектриков.
- [7] Andrews R., Jacques D., Rao A.M. et al.
Continuous production of aligned carbon nanotubes: a step closer to commercial realization // Chemical Physics Letters 303 (1999) p.467-474.
- [8] Sinitsyn N.I., Gulyaev Yu.V., Torgashov G.V. et al.
Thin film consisting of carbon nanotubes as a new material for emission electronics
// Applied Surface Science 111 (1997) p.145-150.
- [9] Tanemura M., Iwata K., Takahashi K. et al.
Growth of aligned carbon nanotubes by plasma-enhanced vapor deposition: Optimization of growth parameters
// Journal of Applied Physics 90 (2001) №3 p. 1529-1533.