

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.6>

УДК 537.874; 537.624

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НЕЗАВИСИМЫХ КАНАЛОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ГРАФЕНОСОДЕРЖАЩЕГО ШУНГИТА

И. В. Антонец<sup>1</sup>, Е. А. Голубев<sup>2</sup>, В. Г. Шавров<sup>3</sup>, В. И. Щеглов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,  
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55

<sup>2</sup> Институт геологии Коми НЦ Уро РАН, 167982, Сыктывкар, ул. Первомайская, 54

<sup>3</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 6 июля 2021 г.

**Аннотация.** Предложен и реализован на практике метод независимых каналов, предназначенный для расчета удельной электрической проводимости графеносодержащего шунгита. Отмечено, что важнейшей областью применения шунгита является создание экранов большой площади, надежно экранирующих электромагнитное излучение в широком диапазоне частот. Важнейшим фактором, определяющим экранирующие свойства шунгита, является удельная проводимость его углеродной составляющей, определяемая пространственным распределением атомов углерода. В качестве главного метода исследования структуры углерода отмечена высокоразрешающая растровая электронная микроскопия, позволяющая с поверхности образца снять карту распределения слоев графена и графеновых пачек. Пространственным фактором, определяющим проводимость шунгита является сильная анизотропия проводимости единичного слоя графена, достигающая трех порядков и более вдоль и поперек слоя. Предложенный метод независимых каналов учитывает произвольную ориентацию графеновых пачек относительно направления протекания тока. В качестве основы метода используется карта пространственного распределения углерода, полученная методом растровой электронной микроскопии. Карта разбивается на параллельные каналы, поперечный размер которых выбирается близким или несколько превышающим типичный поперечник графеновой пачки. Каналы разбиваются на квадратные

блоки, стороны которых равны ширине канала. Полное сопротивление канала формируется последовательным соединением отдельных сопротивлений блоков. Сопротивление всей карты определяется параллельным соединением каналов или усреднением сопротивлений всех каналов с последующим заполнением всей площади карты. Первым шагом обработки является выделение преимущественной ориентации слоев внутри каждого блока. На основании полученной ориентации блок заполняется периодической структурой, период которой равен ширине слоя графена и соседствующего с ним промежутка. В качестве параметра, определяющего ориентацию, используется угол между преимущественным направлением слоев графена и осью протекания тока между контактами. В силу симметрии задачи относительно направления тока, предельными значениями угла являются 0 и 90 градусов. Выявлены два принципиально различных случая ориентации: первый, когда определяющий угол меньше 45 градусов и второй, когда это угол больше 45 градусов. В первом случае ток идет вдоль полос с высокой проводимостью, во втором – поперек этих полос, то есть через полосы с низкой проводимостью. Получена плавная зависимость сопротивления блока от угла ориентации полос. Для характеристики площади, занимаемой слоями графена, введен коэффициент заполнения блока, определяемый методом бинарной дискретизации. На основе анализа ориентации полос и коэффициентов заполнения рассчитаны сопротивления отдельных блоков. Получены сопротивления всех каналов рассматриваемой карты. С использованием двух методов – параллельного соединения каналов и усреднения по всем каналам, рассчитано удельное сопротивление и удельная проводимость материала в целом. Установлено, что полученные значения удельной проводимости превышают измеренное в эксперименте интегральное значение проводимости в несколько (до десяти) раз. Для согласования расчетного значения с экспериментальным выполнена вариация удельных сопротивлений слоев графена и промежутков между ними. Отмечено, что расчет по методу параллельного соединения каналов обеспечивает несколько лучшее согласие, чем метод усреднения. Показано, что соответствие

улучшается в первую очередь при увеличении сопротивления промежутка между слоями. В качестве возможной причины решающей роли промежутка предложена наблюдаемая в эксперименте резкая неоднородность относительного расположения слоев графена. Обсуждены возможные пути дальнейшего развития работы. В качестве важнейшей задачи отмечена более подробная разработка статистического характера получаемых результатов

**Ключевые слова:** углерод, шунгит, электрическая проводимость.

**Abstract.** The independent channel method which is intended for the calculation of specific electrical conductivity of graphene-contained shungite is proposed and realized on practice. It is noted that the most important of shungite application is the creation of screen having large area which are able to block electromagnetic radiation in wide frequency range. The most important factor which determines the blocking properties of shungite is the specific electrical conductivity of its carbon part which is determined by the spatial distribution of carbon atoms. As a main method of carbon structure investigation is mentioned the high-resolution raster electron microscopy which allows from the surface of specimen to receive the card of distribution of graphene slides and graphene packets. The spatial factor which determines the shungite conductivity is large anisotropy of single graphene slide which reaches three orders and more in the cases along and across the slide. The proposed method independent channels takes into consideration the arbitrary orientation of graphene packets relatively to direction of current flow. As a basis of method is employing the card of carbon spatial distribution which is received by raster electron microscopy method. The card is divided by parallel channels which transverse dimension is near or slightly exceeds the typical dimension of graphene packet. The channels are divided to square blocks which sides are equal to width of channel. The whole resistance of channel is formed by the successive connection of individual resistances of blocks. The resistance of whole card is determined by parallel connection of channels or averaging of resistance of all channels and following filling the whole area of card. The first step of analysis is the determination of advantage orientation of slides inside of every blocks. On the basis of determined orientation the block is filled by periodic structure which period is equal to the width

of graphene slide and neighbouring interval. As a parameter which determines the orientation is used the angle between advantage orientation of graphene slides and axis of current flow between contacts. Owing to symmetry of task in comparison of current direction the limited meanings of corner is 0 and 90 degree. It is established two principal different cases of orientation: first – when determining angle is less than 45 degree and second when this angle is more than 45 degree. In the first case the current flows along the stripe with large conductivity. In the second case the current flows across these stripes so as through the stripes with low conductivity. It is found the smooth dependence of block resistivity from the angle of strip orientation. For the characteristic of area which is filled graphene slides it is proposed the coefficient of filling which is determined by binary discretization method. On the basis of analysis of slides orientation and filling coefficients are calculated the resistance of individual blocks. The resistances of all channels of investigated card are proposed. By using two methods – parallel connection and averaging over all channels it is calculated the specific electrical resistance and specific electrical conductivity of material as a whole. It is found that the received values of specific conductivity exceed the determined in experiment value in several (to 10) times. For the coordination of calculated value with experimental value it is made the variation of specific resistances of graphene slides and intervals between its. It is found that the calculation by method of parallel connection of channels ensures several better coordination than method of averaging. It is shown that the resistance is improved in the first turn by the increasing the resistance of interval between slides. In the quality of possible reason of decisive role of interval it is proposed the observed in experiment sharp non-homogeneity of relative arrangement of graphene slides. It is discussed the possible courses of further development of work. As a most important task it is proposed the more circumstantial determination of statistical character of received results.

**Key words:** carbon, shungite, electro-conductivity.

## Введение

Одной из важнейших задач современной электро и радиотехники является создание покрытий, надежно экранирующих электромагнитное излучение [1-4]. Определенное распространение имеет использование для этой цели метаматериалов, представляющих собой периодические наборы проводящих элементов в непроводящей матрице [5-13]. Однако реальное создание таких материалов, благодаря сложности структуры, включает в себя множество довольно трудоемких операций, в результате чего их производство обладает высокой стоимостью. Значительно более дешевым направлением для создания покрытий можно считать использование углеродосодержащих материалов, структура которых формируется в результате единого технологического процесса [14, 15]. Еще большие перспективы открывает использование природного материала шунгита, благодаря доступности и низкой стоимости позволяющего создавать покрытия большой площади [16-19].

Шунгит представляет собой углеродосодержащую горную породу, подобную каменному углю, но образованную не на основе торфа, а на основе нефти. Значительные месторождения шунгита, в историческом происхождении имеющего морские водоросли, находится на берегах Северного Ледовитого океана. Весьма перспективными для разработки являются месторождения шунгита на Карельском перешейке (Шуньга, Нигозеро, Максово, Зажогоино и другие) [20-24].

По структуре шунгит представляет собой конгломерат, состоящий из хорошо проводящих слоев углерода, разделенных плохо проводящими прослойками, главным образом из кварца. Высокая экранирующая способность шунгита обусловлена именно весьма сложным, часто близким к хаотическому распределению углерода. Надежные экраны получаются как для низкочастотного излучения, так и для СВЧ диапазонов вплоть до десятков ГГц [16-19, 15, 25-36].

Углерод в микроструктуре шунгита представлен в виде многослойных

графеновых пачек, протяженных извилистых лент и образованных слоями графена округлых глобул [37-49].

Формирование электрических свойств шунгита на основе слоев графена рассмотрено в работах [50-53]. Важнейшими факторами здесь являются концентрация, то есть удельное содержание углерода, геометрическая конфигурация проводящих областей и удельная проводимость углеродных образований. Весьма важным для приложений является исследование всех трех факторов неразрушающими методами. Первые два фактора являются структурными и проявляются на уровне единиц и десятков микрон. Их исследование доступно методу электросиловой микроскопии, возможность применения которого к шунгиту рассматривается в работах [38, 42-44, 46, 30, стр.61]. Метод включает в себя снятие карт пространственного распределения углерода с последующей бинарной дискретизацией и выделением углеродных цепей [53-56]. Таким способом удастся получить электрические параметры шунгита с любой встречающейся в природе концентрацией углерода – от 3% до 97%.

Для третьего фактора, то есть определения электрических свойств областей собственно углерода, необходимо применение метода растровой электронной микроскопии, имеющей разрешение порядка одного нанометра [57, 58].

Особенно важным здесь является вопрос о значительном различии удельной проводимости углерода в шунгите, полученном из разных месторождений. Так, даже если концентрация углерода составляет 97%, то удельные проводимости шунгита в целом могут различаться почти на порядок. Например, проводимость шунгита из месторождения Нигозеро равна  $1500 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ , из месторождения Максово –  $4000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ , из месторождения Шуньга достигает  $6000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ , тогда как во всех этих случаях концентрация углерода составляет 97%.

Высокоразрешающая растровая электронная микрофотография таких образцов позволяет выявить различие в них структурной организации углерода.

В той или иной степени могут преобладать графеновые пачки, ленты, реже глобулы, однако часто встречаются области с почти хаотическим распределением углерода. Взаимная ориентация таких образований также зачастую весьма случайна. Протекание электрического тока через такую структуру значительно осложнено тем обстоятельством, что проводимость слоя графена вдоль плоскости велика, а поперек плоскости мала, причем различие может достигать четырех порядков [14].

Для определения проводимости такой структуры в работах [60,61] предложена модель трубок тока. Согласно этой модели, ток внутри образца течет по образованным следующими друг за другом пачками прямолинейным трубкам, поперечное сечение которых соответствует размеру одной пачки. Дальнейшее развитие модель трубок тока получала в работах [62-64]. Так, в работе [62] рассмотрено образование из пачек протяженных лент, ориентированных произвольным образом. Для расчета проводимости такой структуры применен метод блочной дискретизации, состоящий в анализе проводимости структуры в целом на основе анализа усредненной проводимости ее дискретного участка. В работе [63] выполнен статистический анализ трубок тока. В работе [64] применен метод декомпозиции, состоящий в расчете параметров частей структуры по отдельности с последующим их сшиванием.

В упомянутых работах резко анизотропный характер проводимости слоя графена, а следовательно и пачки, учтен только в двух крайних вариантах – вдоль слоев графена и поперек них. В то же время, в реальном шунгите ориентация пачек, лент и отдельных слоев может быть произвольной, так что проводимость относительно направления протекания тока может принимать непрерывно распределенные между крайними произвольные значения. В настоящей работе предложен метод независимых каналов, позволяющий учесть локальную ориентацию слоев графена в каждой достаточно малой области структуры.

## 1. Модель независимых каналов

Будем полагать, что проводимость образца измеряется интегральным методом путем наложения двух контактов на взаимно удаленные концы образца. На контакты подается электрическое напряжение и измеряется полный ток, протекающий между контактами, из величины которого далее находится сопротивление или проводимость.

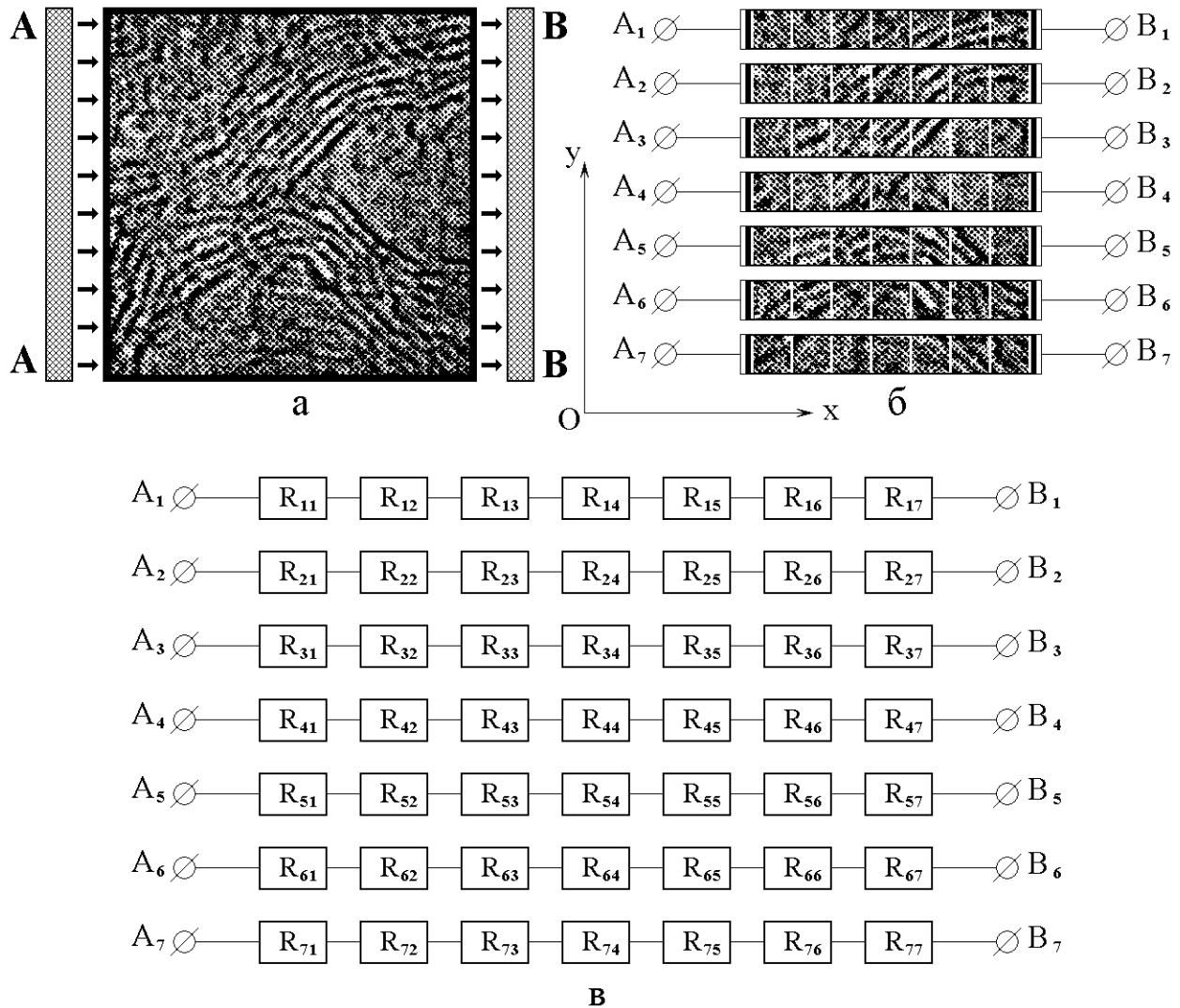


Рис.1. Общая схема выделения независимых каналов.  
 а – исходная изображение структуры слоев графена, полученная методом электронной микроскопии;  
 б – схема выделения независимых каналов;  
 в – электрическая эквивалентная схема независимых каналов.



Сопротивление образца формируется совокупностью локальных сопротивлений его микроскопических участков, характер которых определяется распределением углерода, собранного в графеновые пачки. Структура образца на уровне графеновых пачек определяется методом растровой рентгеноструктурной электронной микроскопии.

На рис.1а показано изображение участка структуры шунгита, полученное этим методом. Темные полосы соответствуют слоям графена, наблюдаемым в торец. Светлые полосы соответствуют промежуткам между слоями графена. Во многих местах наблюдается четкое чередование темных и светлых полос, соответствующее графеновым пачкам. Между пачками имеются области более или менее равномерного серого цвета, где слои графена четко не выражены. Можно полагать, что в этих областях ориентация слоев графена отличается от нормали к плоскости карты, поэтому торцы слоев явно не наблюдаются.

Условно предположим, что ток через приведенную на рисунке структуру обеспечивается двумя контактами АА и ВВ, прилегающими к взаимно противоположным сторонам этой структуры, ориентированным вдоль оси  $Oy$ . В такой геометрии будем полагать, что ток течет от одного контакта к другому, то есть в целом вдоль оси  $Ox$  (как показано стрелками).

Можно полагать, что благодаря довольно явно выраженному хаотическому характеру структуры, составленной из беспорядочно распределенных хорошо и плохо проводящих слоев (то есть слоев графена и промежутков между ними), ток внутри образца распределяется по пространству более или менее равномерно. Благодаря однородности распределения, ток можно представить в виде параллельных трубок, концы которых приходятся на взаимно противоположные контакты. Положим, что трубки друг от друга взаимно независимы, так что ток из одной трубки не ответвляется и не перетекает в другую. Такие независимые трубки назовем далее «независимыми каналами». Схема выделения независимых каналов показана на рис.1б. Представленные на этом рисунке каналы получены путем геометрического разбиения площадки на рис.1а параллельными горизонтальными линиями,

отстоящими на одинаковые расстояния друг от друга. На концах каналы заканчиваются контактами, обозначенными буквами А и В с индексами, соответствующими отдельным каналам.

Количество каналов может быть произвольным (на рисунке их семь – это число выбрано для наглядности рисунка), однако ширина каждого канала должна быть такой, чтобы в пределах его ширины края графеновых пачек не претерпевали серьезных изгибов. Обычно графеновые пачки образуются из нескольких (3-5) слоев графена толщиной около 0,5 нм с несколько меньшими промежутками, причем общая форма пачки часто близка к кубической. При этом допустимой шириной канала можно считать размер такой пачки, то есть 2-5 нм.

Каждый канал далее будем считать состоящим из последовательно соединенных блоков, размер которых вдоль оси канала равен ширине канала. На рис.1б такие блоки отделены друг от друга белыми вертикальными линиями. В качестве приближения можно считать, что один блок соответствует одной графеновой пачке. Глубину проникновения каналов внутрь образца, то есть перпендикулярно плоскости  $Oxy$  будем считать равной их ширине, так что блоки представляются кубическими с длиной ребра куба равной ширине канала.

## 2. Геометрические параметры структуры

Приведем некоторые геометрические параметры представленной на рис.1а структуры, полезные для дальнейшего рассмотрения.

Полная карта на рис.1а имеет размеры 10 x 10 нм. При этом средняя ширина одной темной полосы равна 0,1778 нм. Средняя ширина светлой полосы также равна 0,1778 нм, так что суммарная ширина обеих полос составляет 0,3557 нм.

При принятом на рис.1б разбиении ширина одного канала составляет 1,43 нм, так что блок имеет размеры 1,43 x 1,43 нм. Считая пару темной и светлой полос за одну полную полосу, а также учитывая, что ширина такой полосы равна 0,3557 нм, получаем, что среднее количество полных полос в блоке равно

4,0146. Дробный характер этого числа следует понимать как результат усреднения по большому числу блоков.

### 3. Эквивалентная электрическая схема каналов

На рис.1в изображена эквивалентная электрическая схема соединения блоков в каналы. Каждый блок имеет свое сопротивление  $R_{ik}$ , где  $i$  – номер канала, а  $k$  – номер блока в канале. Внутри канала блоки соединены последовательно и других соединений не имеют.

В образце в целом каналы соединены параллельно. Такое соединение на рисунке не показано, так как контакты АА и ВВ на рис.1а носят условный характер. В общем случае приведенную схему следует рассматривать как инструмент определения удельной проводимости или удельного сопротивления, так что получаемые результаты должны обобщаться с учетом площади исследуемого участка образца, охваченного контуром на рис.1а.

### 4. Выделение ориентации слоев внутри блока

Слои графена и пачки внутри блока могут ориентироваться произвольным образом, поэтому общее сопротивление блока относительно заданной оси (здесь – ось протекания тока  $Ox$ ) может меняться в широких пределах.

На рис.2 представлена схема выделения преимущественной ориентации графеновых пачек в отдельных блоках независимых каналов.

Исходным здесь является электронно-микроскопическое изображение распределение углеродных слоев в отдельных блоках (рис.2а). На таком изображении графически выделяются темные участки, соответствующие торцам слоев графена (рис.2б). Из таких участков строятся периодические структуры, отражающие преимущественную ориентацию слоев (рис.2в). Основанием для построения периодической структуры является наличие в блоке хотя бы одного непрерывного слоя или группы одинаково направленных слоев, суммарная длина которых равна или превышает длину стороны блока. Если таких слоев не находится, периодическая структура не строится и блок остается свободным. На рис.2б к таким блокам относятся первый и второй в

канале №2 и третий в канале №6, вследствие чего эти блоки на рис.2в оставлены пустыми.

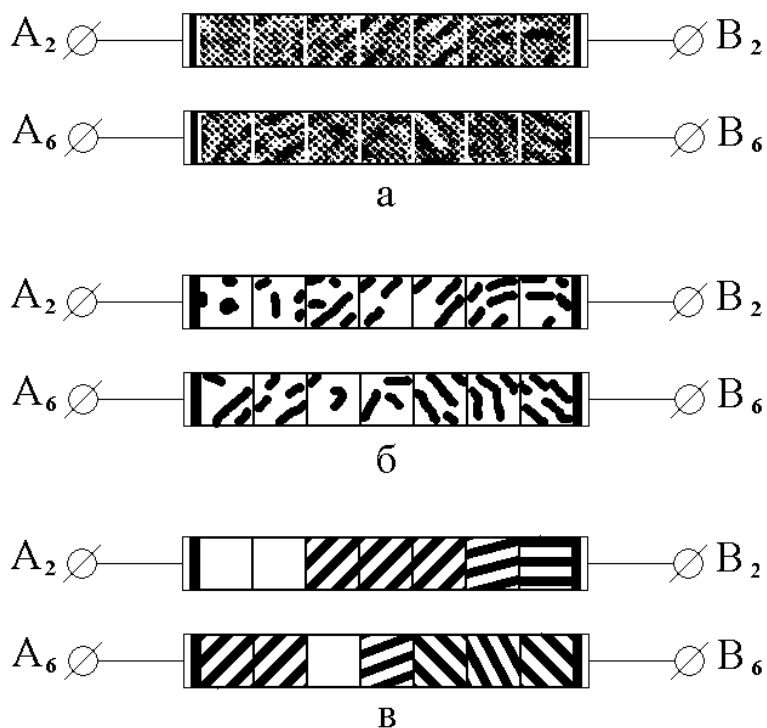


Рис.2. Схема последовательного выделения преимущественной ориентации графеновых пачек в отдельных блоках независимых каналов (приведены каналы №2 и №6 из рис.1б). а – исходные изображения распределения углерода в каналах; б – выделение наиболее темных участков на предыдущем рисунке; в – формирование периодических структур на основе выделенных ориентаций слоев графена.

В результате проделанной процедуры каждому блоку ставится в соответствие определенная ориентация периодической структуры, то есть выделенное направление проводящих слоев.

## 5. Блок с различной ориентацией слоев

Рассмотрим теперь протекание тока через блок с различной ориентацией слоев в количественном отношении.

Будем полагать блок кубическим с размерами  $a \times a \times a$ . Пусть по внутренней структуре блок представляет собой стопку параллельных слоев с чередующимися попарно проводимостями и толщинами. Плоскости слоев будем считать перпендикулярными одной из граней куба. Оси координат

декартовой системы  $Oxyz$  ориентируем вдоль ребер куба таким образом, чтобы плоскость  $Oxz$  совпадала с гранью куба, перпендикулярной составляющим его слоям. Проекция слоев на эту плоскость далее будем называть полосами. Направление тока примем вдоль оси  $Ox$  и ориентацию полос будем отсчитывать относительно этой оси. Будем обозначать угол между направлением полос и осью  $Ox$  через  $\alpha$ , который может меняться от  $0$  до  $90^\circ$ .

Относительно ориентации полос для распространения тока имеют место два принципиально отличных случая. Первый, когда угол  $\alpha$  меньше  $45^\circ$ , так что ток идет, в основном, вдоль полос с высокой проводимостью. Второй – когда угол  $\alpha$  больше  $45^\circ$ , так что ток идет, в основном, поперек полос с высокой проводимостью, то есть через полосы с низкой проводимостью. Рассмотрим эти случаи по отдельности.

## 6. Угол ориентации полос меньше 45 градусов

Рассмотрим сначала ориентацию полос, соответствующую значению угла  $\alpha$  меньше  $45^\circ$ .

На рис.3 показана геометрия протекания тока через такой блок. Представлена схема боковой поверхности кубического блока в плоскости  $Oxz$ , причем вдоль оси  $Oy$  эта структура сохраняется. Общий контур такой поверхности блока обозначен как ABCD. Рис.3а соответствует отдельной полосе EFGH с высокой проводимостью. Этот рисунок приведен здесь в намеренно укрупненном масштабе для удобства пояснения геометрии. Ориентация полосы определяется углом  $\alpha$  между этой полосой и осью  $Ox$ . Рис.3б соответствует максимально широкой группе таких полос АКСМ, проходящих от одного края блока АВ до другого CD, то есть образующих непрерывные каналы для протекания тока. Все полосы, расположенные за пределами области АКСМ, через блок целиком не проходят, так что каналов для тока не образуют, поэтому на рисунке не показаны.

Для дальнейшего рассмотрения удобнее обратиться не к проводимостям, а к сопротивлениям слоев и блока в целом, то есть высокая проводимость будет соответствовать малому сопротивлению, а низкая – большому.

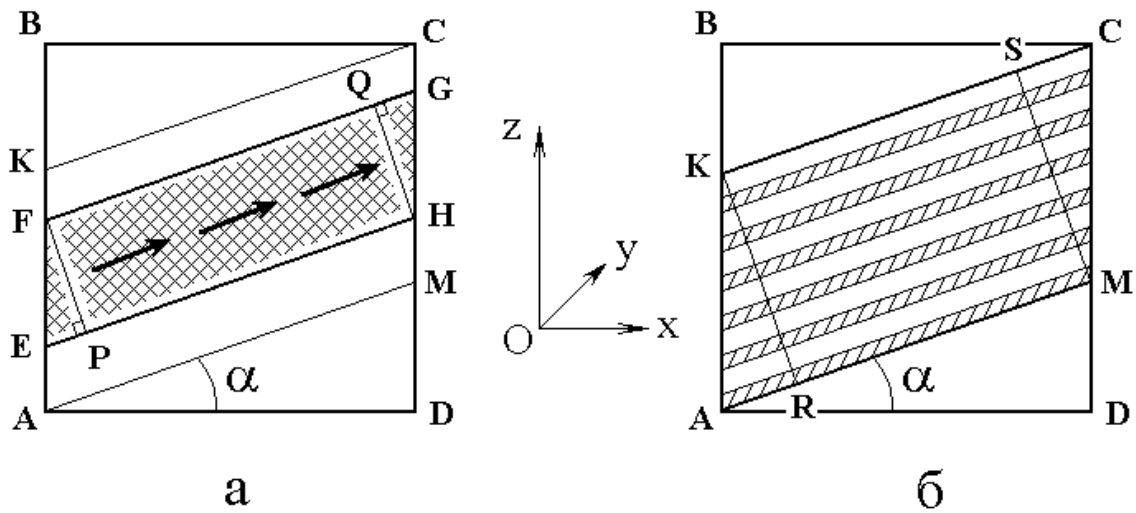


Рис.3. Геометрия протекания тока через отдельную полосу с высокой проводимостью (а) и через максимальную группу таких полос (б). Масштаб по осям – условный. Заштрихованы области с высокой проводимостью. Стрелками показаны направления локальных токов. Интегральный ток направлен вдоль оси  $Ox$  (не показан).

В рассматриваемом случае ток идет, в основном, вдоль полос с высокой проводимостью или малым сопротивлением, одна из которых на рис 3а показана контуром EFGH. Ориентация полосы характеризуется углом  $\alpha$  ( $\angle MAD$ ). При повороте полосы ее длина  $l_h$ , равная EH или FG меняется в соответствии с формулой:

$$l_h = \frac{a}{\cos \alpha}. \quad (1)$$

Ширину полосы в плоскости  $Oxz$ , то есть расстояние между EH и FG обозначим через  $r_h$ . Поперечное сечение полосы, с учетом ее протяженности вдоль оси  $Oy$  равной  $a$ , имеет вид:

$$S_h = r_h a. \quad (2)$$

С учетом (1А) и (2А) получаем сопротивление полосы в виде:

$$R_h = \rho_h \frac{l_h}{S_h} = \frac{\rho_h}{r_h \cos \alpha}, \quad (3)$$

где  $\rho_\delta$  – удельное сопротивление материала хорошо проводящей полосы (в случае слоя графена – вдоль этого слоя).

Благодаря принятой геометрии, сопротивление полосы не зависит от  $a$ , так как длина полосы прямо пропорциональна  $a$ , но и ее сечение также прямо пропорционально  $a$ , а при формировании сопротивления эти величины находятся в обратном соотношении.

Учтем теперь, что каждая хорошо проводящая полоса шириной  $r_h$  присутствует в паре с плохо проводящей полосой шириной  $r_g$ , а для характеристики такой пары введем параметр  $p$ , равный суммарной ширине той и другой полос, то есть:

$$p = r_h + r_g. \quad (4)$$

Из рис.3б можно видеть, что основное сопротивление блока формируется полосами с высокой проводимостью, расположенными между линиями АМ и КС, то есть в области АКСМ. Только полосы, заключенные в этой области, проходят от одного края блока АВ до другого СД, а полосы, находящиеся вне области АКСМ, через весь блок не проходят, то есть в формировании тока, протекающего вдоль оси  $Ox$ , не участвуют.

Максимальную ширину область АКСМ имеет при  $\alpha = 0^\circ$ , а минимальную при  $\alpha = 45^\circ$ .

Учитывая, что:

$$MD = a \operatorname{tg} \alpha, \quad (5)$$

так что

$$CM = a(1 - \operatorname{tg} \alpha), \quad (6)$$

находим ширину области АКСМ, то есть расстояние между линиями АМ и КС, равное КМ или SR, в виде:

$$b_h = a(1 - \operatorname{tg} \alpha) \cos \alpha. \quad (7)$$

Количество парных полос в области АКСМ равно:

$$N_h = \frac{b_h}{p} = \frac{a(1 - \operatorname{tg} \alpha) \cos \alpha}{r_h + r_g}. \quad (8)$$

Полагая, что сопротивление полосы с низкой проводимостью значительно выше сопротивления полосы с высокой проводимостью, будем считать, что полное сопротивление области АКСМ определяется параллельным соединением сопротивлений всех входящих в эту область полос. При этом получаем:

$$R_{Sh} = \frac{R_h}{N_h} = \rho_h \frac{r_h + r_g}{r_h a \cos \alpha (\cos \alpha - \sin \alpha)}. \quad (9)$$

Можно видеть, что при  $\alpha \rightarrow 0$  эта формула дает:

$$R_{Sh} = \frac{\rho_h}{r_h} \frac{r_h + r_g}{a}, \quad (10)$$

что соответствует параллельному соединению  $a/p$  полос с сопротивлением (9) при  $\alpha = 0^\circ$ . То есть сопротивлению решетки из полос с высокой проводимостью, расставленных с промежутками, соответствующими полосам с плохой проводимостью, которую мы посчитали стремящейся к нулю. Однако при  $\alpha = 45^\circ$  в знаменатель формулы (9А) обращается в нуль, что соответствует расходимости.

Чтобы убрать такую расходимость, учтем, что максимальное допустимое значение угла  $\alpha$  соответствует случаю, когда в области АКСМ остается всего одна полоса с высокой проводимостью, так как при дальнейшем превышении этого угла уже ни одна полоса не проходит от одной стороны блока до другой, так что ток распространяться не может, что как раз соответствует бесконечному росту сопротивления.

Одна полоса на рис.3а соответствует условию:

$$CM = \frac{p}{\cos \alpha}. \quad (11)$$

В качестве критерия единственности полосы положим условие:

$$CM + MD = a, \quad (12)$$

то есть с учетом (11А) и (5А):



$$\frac{p}{\cos \alpha} + a \operatorname{tg} \alpha = a. \quad (13)$$

Разрешая это уравнение относительно  $\sin \alpha$ , а также учитывая положительность  $\alpha$ , получаем:

$$\sin(\alpha_{mh}) = \frac{-p + \sqrt{2a^2 - p^2}}{2a}, \quad (14)$$

откуда находим максимально допустимое значение  $\alpha_{mh}$  в виде:

$$\alpha_{mh} = \arcsin \left( \frac{-p + \sqrt{2a^2 - p^2}}{2a} \right), \quad (15)$$

где  $p$  определяется формулой (4А).

Таким образом, формула (9) позволяет определить сопротивление блока  $R_{Sh}$  в интервале  $0 \leq \alpha \leq \alpha_{mh}$ . При  $\alpha = \alpha_{mh}$  из (15) получаем:

$$\cos(\alpha_{mh}) = \frac{\sqrt{2}}{2a} \sqrt{a^2 - p\sqrt{2a^2 - p^2}}. \quad (16)$$

Предельным значением обеих формул (14) и (16) при  $p \ll a$  является  $\sqrt{2}/2$ .

В то же время, из структуры (14) и (16) легко видеть, что в случае  $\alpha = \alpha_{mh}$  знаменатель формулы (9) нулю не равен, так что расходимость отсутствует.

## 7. Угол ориентации полос больше 45 градусов

Рассмотрим теперь ориентацию полос, соответствующую значению угла  $\alpha$  больше  $45^\circ$ .

На рис.4 показана геометрия протекания тока через такой блок. Представлена схема боковой поверхности кубического блока в плоскости  $Oxz$ , причем вдоль оси  $Oy$  эта структура сохраняется. Общий контур такой поверхности блока обозначен как ABCD. Рис.4а соответствует отдельной полосе EFGH с низкой проводимостью. Этот рисунок приведен здесь в намеренно укрупненном масштабе для удобства пояснения геометрии.

Ориентация полосы определяется углом  $\alpha$  между этой полосой и осью  $Ox$ . Рис.4б соответствует максимально широкой группе таких полос АКСМ, проходящих от одного края блока АВ до другого CD, то есть образующих непрерывные каналы для протекания тока. Все полосы, расположенные за пределами области АКСМ, через блок целиком не проходят, так что каналов для тока не образуют, поэтому на рисунке не показаны.

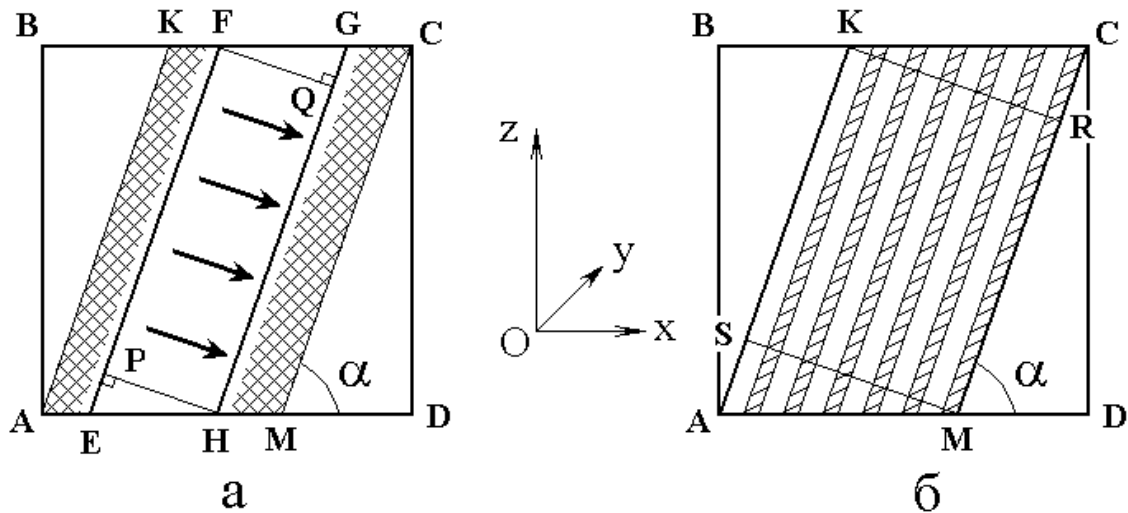


Рис.4. Геометрия протекания тока через отдельную полосу с низкой проводимостью (а) и через максимальную группу таких полос (б). Масштаб по осям – условный. Заштрихованы области с высокой проводимостью. Стрелками показаны направления локальных токов. Интегральный ток направлен вдоль оси  $Ox$  (не показан).

Для дальнейшего рассмотрения удобнее обратиться не к проводимостям, а к сопротивлениям слоев и блока в целом, то есть высокая проводимость будет соответствовать малому сопротивлению, а низкая – большому.

В рассматриваемом случае ток идет, в основном, поперек полос с низкой проводимостью или большим сопротивлением. Одна из таких полос на рис 4а показана контуром EFGH. Ориентация полосы характеризуется углом  $\alpha$  ( $\angle CMD$ ). При повороте полосы ее длина  $l_h$ , равная EF или GH меняется в соответствии с формулой:

$$l_g = \frac{a}{\sin \alpha}. \quad (17)$$

Ширину полосы в плоскости  $Oxz$ , то есть расстояние между EF и GH, обозначим через  $r_g$ . В проведении тока участвует на вся полоса EFGH, а та ее часть, для которой имеются полные пути от стороны EF до стороны GH, то есть часть, ограниченная отрезками PH и FQ, то есть PFQH. Поэтому из полной длины  $l_g$  следует вычесть отрезок EP или QG, в результате чего получаем длину активной части полосы в виде:

$$l_{gr} = \frac{a}{\sin \alpha} - \frac{r_g}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{a - r_g \cos \alpha}{\sin \alpha}. \quad (18)$$

Поперечное сечение полосы, с учетом ее протяженности вдоль оси  $Oy$  равной  $a$ , имеет вид:

$$S_g = l_{gr} a. \quad (19)$$

С учетом (18) и (19) получаем сопротивление полосы в виде:

$$R_g = \rho_g \frac{l_{gr}}{S_g} = \rho_g \frac{r_g \sin \alpha}{a (a - r_g \cos \alpha)}, \quad (20)$$

где  $\rho_g$  – удельное сопротивление материала плохо проводящей полосы (в случае слоя графена – поперек этого слоя).

Учтем теперь, что каждая плохо проводящая полоса шириной  $r_g$  присутствует в паре с хорошо проводящей полосой шириной  $r_h$ , а для характеристики такой пары введем параметр  $p$ , равный суммарной ширине той и другой полос, то есть:

$$p = r_h + r_g. \quad (21)$$

Из рис.4б можно видеть, что основное сопротивление блока формируется полосами с низкой проводимостью, расположенными между линиями АК и МС, то есть в области АКМС. Только полосы, заключенные в этой области, проходят от нижнего края блока AD до верхнего ВС, то есть в полной мере формируют полосы с плохой проводимостью, по которым проходит весь ток

целиком. Полосы, находящиеся вне этой области в формировании тока участвуют в меньшей мере, так как полосы с плохой проводимостью здесь имеют значительно меньшую длину.

Максимальную ширину область АКСМ имеет при  $\alpha = 90^\circ$ , а минимальную при  $\alpha = 45^\circ$ .

Учитывая, что:

$$MD = \frac{a}{\operatorname{tg}\alpha}, \quad (22)$$

так что

$$AM = \frac{a(\sin\alpha - \cos\alpha)}{\sin\alpha}, \quad (23)$$

находим ширину области АКСМ, то есть расстояние между линиями АК и СМ, равное SM или KR, в виде:

$$b_g = a(\sin\alpha - \cos\alpha). \quad (24)$$

Количество парных полос в области АКСМ равно:

$$N_g = \frac{b_g}{p} = \frac{a(\sin\alpha - \cos\alpha)}{r_h + r_g}. \quad (25)$$

Полагая, что сопротивление полосы с низкой проводимостью значительно выше сопротивления полосы с высокой проводимостью, будем считать, что полное сопротивление области АКСМ определяется последовательным соединением сопротивлений всех входящих в эту область полос. При этом получаем:

$$R_{Sg} = R_g N_g = \rho_g \frac{r_g \sin\alpha (\sin\alpha - \cos\alpha)}{p(a - r_g \cos\alpha)}. \quad (26)$$

Можно видеть, что при  $\alpha \rightarrow 90^\circ$  эта формула дает:

$$R_{Sg} = \rho_g \frac{r_g}{a(r_h + r_g)}, \quad (27)$$

что соответствует последовательному соединению  $a/p$  полос с сопротивлением (26) при  $\alpha = 90^\circ$ . То есть сопротивлению решетки из полос с низкой проводимостью, расставленных с промежутками, соответствующими полосам с высокой проводимостью, которую мы посчитали стремящейся к бесконечности. При  $r_h = 0$  это просто сопротивление куба, целиком состоящего из материала с низкой проводимостью.

При  $\alpha = 45^\circ$  числитель формулы (26) обращается в нуль, что соответствует полному исчезновению полос с низкой проводимостью. При этом однако полное сопротивление блока нулю равняться не может, так как остаются полосы с высокой проводимостью, сопротивление которых хотя и мало, но всегда остается конечным.

Для того, чтобы устранить такое противоречие, положим, что угол  $\alpha$ , определяющий минимальное значение сопротивления блока, остается несколько большим, чем  $45^\circ$ , так что при достижении этого угла в области АКСМ на рис.4б остается одна полоса с низкой проводимостью в паре с одной полосой с высокой проводимостью.

Одна полоса на рис.4б соответствует условию:

$$AM = \frac{p}{\sin \alpha}. \quad (28)$$

Учтем также, что при этом

$$MD = \frac{a}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (29)$$

В качестве критерия единственности полосы положим условие:

$$AM + MD = a, \quad (30)$$

то есть с учетом (28) и (29):

$$\frac{p}{\sin \alpha} + \frac{a}{\operatorname{tg} \alpha} = a. \quad (31)$$

Разрешая это уравнение относительно  $\sin \alpha$ , а также учитывая положительность  $\alpha$ , получаем:

$$\sin(\alpha_{mg}) = \frac{p + \sqrt{2a^2 - p^2}}{2a}, \quad (32)$$

откуда находим максимально допустимое значение  $\alpha_{mg}$  в виде:

$$\alpha_{mg} = \arcsin \left( \frac{p + \sqrt{2a^2 - p^2}}{2a} \right), \quad (33)$$

где  $p$  определяется формулой (21).

Таким образом, формула (26) позволяет определить сопротивление блока  $R_{Sg}$

в интервале  $\alpha_{mg} \leq \alpha \leq 90^\circ$ . При  $\alpha = \alpha_{mg}$  из (32) получаем:

$$\cos(\alpha_{mg}) = \frac{\sqrt{2}}{2a} \sqrt{a^2 - p\sqrt{2a^2 - p^2}}. \quad (34)$$

Предельным значением обеих формул (32) и (34) при  $p \ll a$  является  $\sqrt{2}/2$ .

В то же время, из структуры (32) и (34) легко видеть, что в случае  $\alpha = \alpha_{mh}$  числитель формулы (26) нулю не равен, так что отмеченное выше противоречие отсутствует.

## 8. Сопротивление блока в полном интервале изменения ориентации полос

Рассмотрим теперь сопротивление блока в полном интервале изменения ориентации полос.

В разделе 6 для  $0 \leq \alpha \leq 45^\circ$  получена формула (9), определяющая зависимость сопротивления блока от ориентации полосы при максимальном значении  $\alpha_{mh}$ , определяемом формулой (15). В разделе 7 для  $45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  получена подобная формула (26) при минимальном значении  $\alpha_{mg}$ , определяемом формулой (33).

Проверка показывает, что ограничения на  $\alpha$ , накладываемые формулами (31) и (33) являются довольно жесткими, так что, хотя предохраняют от расходимостей, но исключают из рассмотрения довольно широкий интервал

углов  $\alpha$  в окрестности  $45^\circ$ , то есть  $\alpha_{mh} \leq \alpha \leq \alpha_{mg}$ , где расходимость еще не проявляется в значительной степени. То есть расходимость и стремление к нулю начинается не сразу, со значений  $\alpha_{mh}$  и  $\alpha_{mg}$ , а в значительно меньшем интервале углов  $\alpha$ .

В самом деле, хорошо проводящая полоса, дойдя до крайнего значения (вблизи  $45^\circ$ ) не сразу исчезает, а частично остается, уменьшаясь по ширине. Кроме того, при выводе формул (31) и (33) учитывается не отдельная полоса, а сумма двух полос, одна из которых имеет высокую проводимость, а другая – низкую. То есть исчезновение проводимости происходит не мгновенно при крайнем угле, а плавно, причем продолжается уже после прохождения крайнего угла. То же касается полос с плохой проводимостью, когда они приближаются к углу в  $45^\circ$  с другой стороны. То есть края «запрещенного» интервала по  $\alpha$  соответствуют не заданному значению  $p$ , определяемому формулами (4) или (21), а значительно меньшей величине.

Таким образом, сужения интервала по  $\alpha$  можно достичь путем введения эмпирического коэффициента  $N_p$ , на который надо разделить  $p$ . При этом нормированная ширина полной полосы, обозначаемая деле через  $q$ , принимает вид:

$$q = p / N_p = (r_h + r_g) / N_p. \quad (35)$$

Приведем новые формулы, получаемые из (9), (15), (26), (33) заменой  $p$  на  $q$ .

Итак, в интервале изменения угла  $\alpha$ :

$$0^\circ \leq a \leq \arcsin \left( \frac{-q + \sqrt{2a^2 - q^2}}{2a} \right), \quad (36)$$

сопротивление блока равно:

$$R_{Sh} = \rho_h \frac{q}{r_h a \cos \alpha (\cos \alpha - \sin \alpha)}. \quad (37)$$

В интервале изменения угла  $\alpha$  :

$$\arcsin\left(\frac{q + \sqrt{2a^2 - q^2}}{2a}\right) \leq \alpha \leq 90^\circ \quad (38)$$

сопротивление блока равно:

$$R_{Sg} = \rho_g \frac{r_g \sin \alpha (\sin \alpha - \cos \alpha)}{q (a - r_g \cos \alpha)}, \quad (39)$$

где значение  $q$  определяется формулой (35).

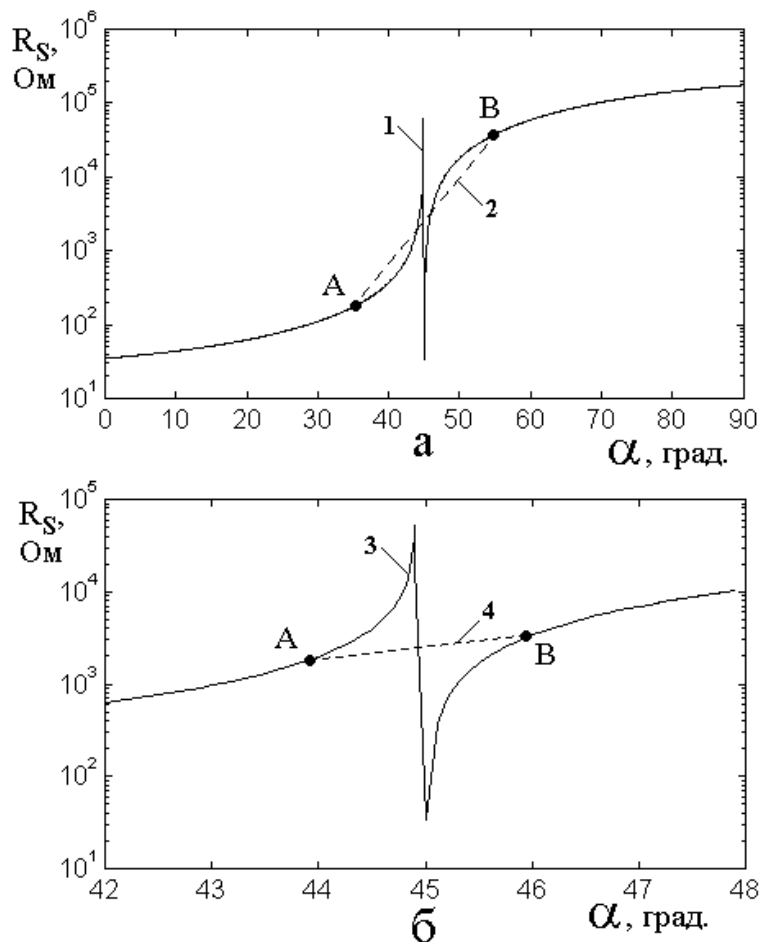


Рис.5. Сопротивление блока при изменении ориентации полос в полном интервале от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  (а) и вблизи  $45^\circ$  в укрупненном масштабе (б).

1, 3 – полные кривые, построенные по формулам (36), (38) без учета ограничений по  $\alpha$  (при построении принято  $N_p = 1000$ );

2 – полные кривые, построенные с учетом ограничений (37) и (39) при  $N_p = 1$ ;

4 – те же кривые, построенные при  $N_p = 10$ .

Параметры:  $\rho_h = 2,5 \cdot 10^{-8}$  Ом м;  $\rho_g = 5,0 \cdot 10^{-4}$  Ом м;

$r_h = 0,1778$  нм;  $r_g = 0,1778$  нм;  $a = 1,43$  нм.



На рис.5 показана зависимость сопротивления блока  $R_S$  от угла ориентации полос  $\alpha$ , построенная по формулам (35)-(39). При расчете использовались геометрические параметры блока, приведенные в разделе 2. В качестве электрических параметров приняты продольная и поперечная проводимости слоя графена, согласно [40, 41] равные  $4 \cdot 10^7$  См и  $2 \cdot 10^3$  См, что соответствует удельным сопротивлениям  $\rho_h = 2,5 \cdot 10^{-8}$  Ом м,  $\rho_g = 5,0 \cdot 10^{-4}$  Ом м.

Кривая 1 на рис.5а соответствует зависимости, построенной без учета ограничений по  $\alpha$ . Шаг построения по  $\alpha$  равен 0,1 градуса. Видно, что вблизи  $45^\circ$  имеется расходящаяся в плюс-минус бесконечность. Введение ограничений при  $N_p = 1$  (кривая 2), то есть без нормировки  $p$ , до расходящейся не допускает, однако исключает из рассмотрения угол в  $20^\circ$ , заключенный между  $35^\circ$  и  $55^\circ$  (между точками А и В). В этом интервале зависимость  $R_S$  от  $\alpha$  может быть приближенно представлена прямой линией, показанной пунктиром. Однако такое представление является весьма неточным, так как по вертикальной оси используется логарифмический масштаб, так что между точками А и В сопротивление меняется более чем на два порядка.

Лучшего результата можно достичь, положив  $N_p = 10$ . Получаемые при этом зависимости представлены на рис.5б. Здесь исключение также остается, но теперь «запрещенный» интервал по  $\alpha$  составляет всего  $2^\circ$  – между углами  $44^\circ$  и  $46^\circ$ . Приближение прямой между точками А и В (кривая 4, пунктир) дает значительно меньшие ошибки, чем кривая 2 на рис.5а, уменьшая изменение сопротивления с двух порядков до двух раз (то есть в 50 раз).

Из рисунка видно, что интервал «запрещенных» значений  $\alpha$  при увеличении размера блока резко сужается. Как можно видеть из геометрии на рис.3 и рис.4, такое сужение обусловлено тем, что для полосы неизменной ширины при увеличении размеров блока возможность приблизиться к

диагонали блока (то есть к углу в  $45^\circ$ ) увеличивается. То есть более узкая полоса может подойти ближе к диагонали, чем широкая.

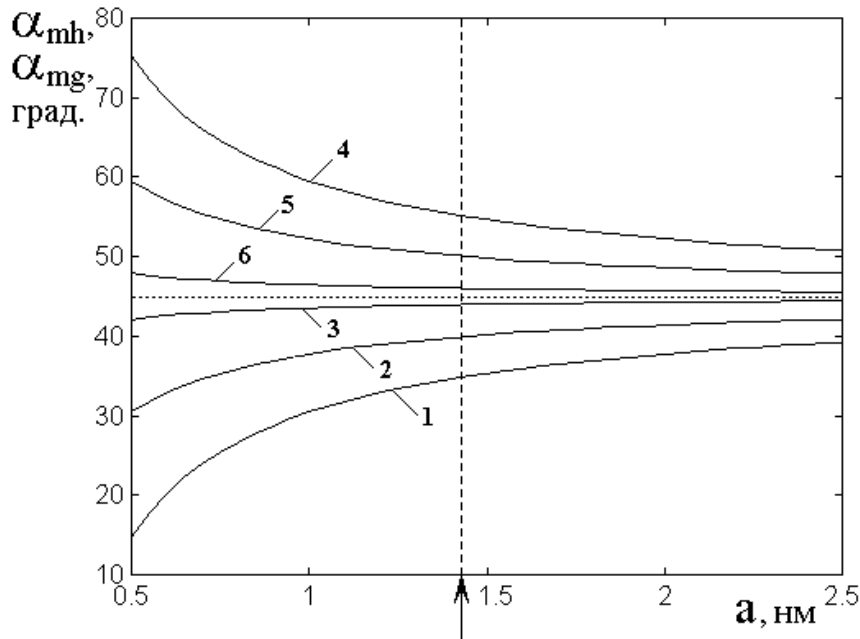


Рис.6. Зависимости предельных значений ориентации полос  $\alpha_{mh}$  (кривые 1-3) и  $\alpha_{mg}$  (кривые 4-5) от размера блока  $a$  при различных нормирующих коэффициентах  $N_p$ : 1, 4 – 1; 2, 5 – 2; 3, 6 – 10. Вертикальная пунктирная прямая соответствует размеру блока 1,43 нм. Остальные параметры – те же, что на рис.5

Резкое сужение интервала также происходит при увеличении коэффициента нормировки  $N_p$ . Такое сужение обусловлено «эффективным» уменьшением параметра  $p$  и заменой его на параметр  $q$ , определяемый формулой (35). Такая замена имеет место в формулах (37) и (39), что и приводит к уменьшению интервала по  $\alpha$ . То есть здесь работает тот же эффект «сужения» полосы, что дает возможность ей теснее приблизиться к диагонали блока.

Наиболее важным для дальнейшего рассмотрения является размер блока  $a = 1,43$  нм, отмеченный на рис.6 вертикальной пунктирной линией. Видно, что в отсутствие нормировки (кривые 1 и 4) «запрещенный» интервал по  $\alpha$  составляет от  $35^\circ$  до  $55^\circ$ , то есть  $20^\circ$ . При увеличении нормировки всего в два

раза (кривые 2 и 5) этот интервал заключен между  $40^\circ$  и  $50^\circ$ , то есть составляет  $10^\circ$ , а при  $N_p = 10$  сужается до  $2^\circ$  (от  $44^\circ$  до  $46^\circ$ ). Именно такое сужение соответствует зависимости сопротивления блока  $R_S$  от угла  $\alpha$ , представленной кривой 4 на рис.5б. При этом вне «запрещенного» интервала, то есть вне точек А и В на рис.5б, изменение сопротивления полностью соответствует кривой 3, так что в этих пределах формулы (36) и (38) при  $N_p = 10$  дают значения, достаточно достоверные (то есть расхожимость еще не проявляется). При этом в соответствии с формулой (37) сопротивление блока при  $44^\circ$  равно 1787,4 Ом, а в соответствии с формулой (39) при  $46^\circ$  равно 3421,3 Ом. Естественно положить, что при  $45^\circ$  сопротивление блока равно среднему из этих двух значений, то есть 2605,4 Ом.

Таким образом, в дальнейшем рассмотрении будем придерживаться этого значения, то есть при  $\alpha = 45^\circ$  сопротивление блока  $R_S$  будем считать равным 2605,4 Ом, а для получения значений  $R_S$  в полном интервале углов  $\alpha$  будем использовать формулы (36) и (38) при  $N_p = 10$ .

## 9. Ориентация полос в блоках

Данные по ориентации полос в блоках представлены в построенной на основании рис.1б таблице №1, Приведены значения углов  $\alpha$ , отсчитываемые от оси  $Ox$  в обе стороны (вверх и вниз) без учета знака. Горизонтальные строки соответствуют номерам каналов, вертикальные столбцы – номерам блоков в каналах.

Прочерками отмечены блоки, где четкое выделение темных и светлых полос отсутствует, так что блоки имеют более или менее однородный серый цвет. Можно полагать, что в этих блоках ориентация слоев графена отличается от нормали к плоскости карты, так что торцы слоев не наблюдаются. Для определенности положим, что ориентация слоев в этом случае является средней между двумя крайними значениями  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , так что будем считать ее равной

45°. В таблице заменим прочерки именно такими значениями, которые приведем в скобках. Таким образом, таблица №1 преобразуется в таблицу №2.

Таблица 1. Углы ориентации полос в блоках.

№№	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>
<i>1</i>	-	-	45	40	28	17	10
<i>2</i>	-	-	47	45	45	20	5
<i>3</i>	-	30	45	40	45	-	45
<i>4</i>	40	-	40	60	55	-	-
<i>5</i>	-	15	35	10	40	45	-
<i>6</i>	45	45	-	-	50	75	35
<i>7</i>	30	-	-	-	-	50	45

Таблица 2. Углы ориентации полос в блоках, дополненные данными для серых блоков.

№№	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>
<i>1</i>	(45)	(45)	45	40	28	17	10
<i>2</i>	(45)	(45)	47	45	45	20	5
<i>3</i>	(45)	30	45	40	45	(45)	45
<i>4</i>	40	(45)	40	60	55	(45)	(45)
<i>5</i>	(45)	15	35	10	40	45	(45)
<i>6</i>	45	45	(45)	(45)	50	75	35
<i>7</i>	30	(45)	(45)	(45)	(45)	50	45

## 10. Определение коэффициента заполнения блока

Выполненное в разделе 4 формирование периодических структур (рис.2в) сделано на основе присутствия в блоке хотя бы одного непрерывного слоя или группы одинаково направленных слоев, суммарная длина которых равна или превышает длину стороны блока. При этом периодическая структура строилась

таким образом, чтобы она заполняла всю площадь блока. Однако из рис.2в видно, что в большинстве случаев одинаково направленные слои занимают в блоке не всю его площадь, а лишь некоторую часть, которая может быть относительно полной площади блока весьма малой. В формировании проводимости блока в целом играет роль именно эта часть, поскольку она составлена из высоко проводящих слоев графена, а проводимость остальной части блока низка.

Таким образом, для характеристики проводящих свойств блока следует учитывать степень его заполнения слоями графена.

Введем для такой характеристики «коэффициент заполнения»  $K_S$ , который определим как отношение суммарной площади, занимаемой слоями графена, к общей площади блока в целом.

Для определения соотношения площадей воспользуемся методом бинарной дискретизации, введенным в работах [54-56] для анализа карт распределения углерода в шунгите, полученных методом электросиловой микроскопии. Здесь используем этот метод для анализа распределения слоев графена в единичном блоке.

Схема применения метода иллюстрируется рис.7. В качестве примеров приведены три блока из каналов, приведенных на рис.2. Первый блок (1) имеет малое число слоев, второй (2) большое и третий (3) – промежуточное между этими двумя.

Исходным моментом является карта блока, приведенная на рис.7а. На такую карту накладывается сетка с квадратными ячейками – рис.7б. Размер ячейки сетки выбирается из того соображения, что при очень крупных ячейках точность измерения падает, а при очень мелких растет трудоемкость их подсчета. По-видимому, оптимальным размером ячейки можно считать поперечный размер слоя графена. Далее, те ячейки, в пределах которых слой графена занимает больше половины площади, окрашиваются черным цветом, а те, где графен занимает меньше половины площади ячейки, окрашиваются белым цветом.

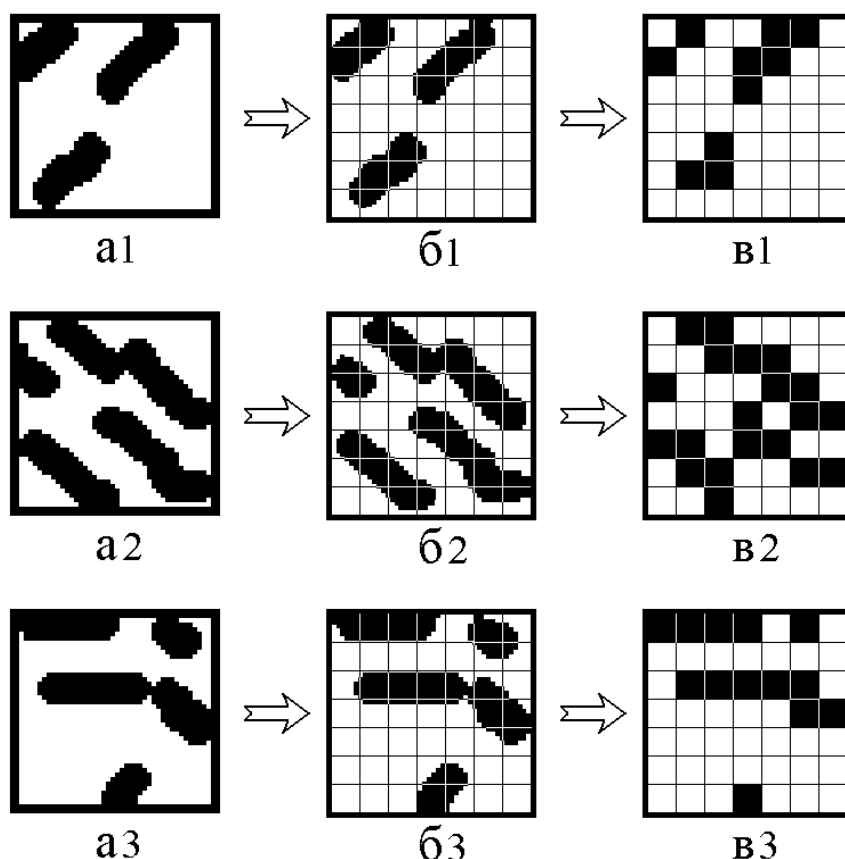


Рис.7. Схема определения коэффициента заполнения с помощью бинарной дискретизации. а – исходная карта блока; б – карта блока с наложенной сеткой; в – полученная бинарная карта.

1 – блок 4, канал №2; 2 – блок 7, канал №6; 3 – блок 7, канал №2.  
Стрелками показаны последовательные стадии обработки.

В результате получается бинарная карта, показанная на рис.7в. На такой карте содержание графена определяется суммарной площадью черных клеток. Для блоков, представленных на рис.7, число черных клеток равно 1 – 10, 2 – 20, 3 – 13.

Определим коэффициент заполнения как отношение числа черных клеток к полному числу клеток блока (здесь – 49). Для рассматриваемых блоков получаем:  $K_S(1) = 0,204$ ,  $K_S(2) = 0,408$ ,  $K_S(3) = 0,265$  соответственно.

Максимально возможное значение коэффициента заполнения получается тогда, когда весь блок полностью заполнен периодически расположенными слоями графена с промежутками. Учитывая, что ширина промежутков имеет

тот же порядок, что и ширина слоев графена, получаем максимальное значение  $K_S = 0,5$ .

Минимальное значение получается тогда, когда слои графена в блоке отсутствуют или их число столь мало, что ни одну полную клетку сетки больше чем наполовину они заполнить не могут. Такое положение имеет место для приведенных на рис.2 блоков 1 и 2 в канале №2 и блока 3 в канале №6. В этом случае  $K_S = 0,0$ .

Таким образом, коэффициент заполнения характеризует степень замены реально наблюдаемого числа слоев графена в блоке соответствующим образом ориентированной периодической структурой.

### 11. Коэффициенты заполнения блоков общей карты

Применим процедуру получения коэффициентов заполнения к каналам, приведенным на рис.1б. Полученные данные приведены в таблице №3. Горизонтальные строки таблицы соответствуют номерам каналов, вертикальные столбцы – номерам блоков в каналах.

Таблица 3. Коэффициенты заполнения блоков.

№№	1	2	3	4	5	6	7
1	-	-	0,10	0,15	0,30	0,35	0,30
2	-	-	0,20	0,20	0,30	0,25	0,20
3	-	0,10	0,05	0,20	0,15	-	0,10
4	0,05	-	0,10	0,15	0,15	-	-
5	-	0,15	0,25	0,35	0,35	0,25	-
6	0,10	0,20	-	-	0,35	0,35	0,40
7	0,20	-	-	-	-	0,40	0,40

Прочерками отмечены блоки, где четкое выделение темных и светлых полос отсутствует, так что блоки имеют более или менее однородный серый цвет. Можно полагать, что в этих блоках ориентация слоев графена отличается от нормали к плоскости карты, так что торцы слоев не наблюдаются. Для

определенности положим, что коэффициент заполнения в этом случае является средним между двумя крайними значениями 0,00 и 0,50, так что будем считать его равным 0,25. В таблице заменим прочерки именно такими значениями, которые приведем в скобках. Таким образом, таблица №3 преобразуется в таблицу №4.

Таблица 4. Коэффициенты заполнения блоков, дополненные данными для серых блоков.

№№	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>
<i>1</i>	(0,25)	(0,25)	0,10	0,15	0,30	0,35	0,30
<i>2</i>	(0,25)	(0,25)	0,20	0,20	0,30	0,25	0,20
<i>3</i>	(0,25)	0,10	0,05	0,20	0,15	(0,25)	0,10
<i>4</i>	0,05	(0,25)	0,10	0,15	0,15	(0,25)	(0,25)
<i>5</i>	(0,25)	0,15	0,25	0,35	0,35	0,25	(0,25)
<i>6</i>	0,10	0,20	(0,25)	(0,25)	0,35	0,35	0,40
<i>7</i>	0,20	(0,25)	(0,25)	(0,25)	(0,25)	0,40	0,40

## 12. Сопротивления блоков и каналов

В соответствии с данными разделов 2 и 8, формулы (36)-(39) позволяют, исходя из ориентации слоев в блоке, определить его сопротивление. Формулы (36)-(39) получены в предположении заполнения блока периодической структурой. Соответствующие сопротивления блоков представлены в таблице №5.

Однако в разделах 10, 11 показано, что реальные блоки заполнены периодической структурой лишь частично, поэтому, чтобы найти реальные сопротивления блоков, следует приведенные в таблице №5 значения разделить на коэффициенты заполнения, соответствующие рассматриваемому блоку. Эти коэффициенты заполнения представлены в таблице №4. Полученные сопротивления блоков с учетом заполнения представлены в таблице №6.



Таблица 5. Сопротивления блоков с периодическим заполнением.

№№	1	2	3	4	5	6	7
1	2605	2605	2605	3703	96	55	44
2	2605	2605	6922	2605	2605	62	39
3	2605	110	2605	370	2605	2605	2605
4	370	2605	370	59124	37900	2605	2605
5	2605	51	174	44	370	2605	2605
6	2605	2605	2605	2605	17970	123410	174
7	110	2650	2650	2650	2650	17970	2605

Таблица 6. Сопротивления блоков с учетом заполнения.

№№	1	2	3	4	5	6	7
1	10420	10420	26050	24686	320	156	146
2	10420	10420	34610	13024	8684	248	196
3	10420	1100	52100	2466	17366	10420	26050
4	7400	10420	3700	394160	252660	10420	10420
5	10420	340	696	126	1056	10420	10420
6	26050	13024	10420	10420	51342	352600	436
7	550	10420	10420	10420	10420	44924	6512

Можно видеть, что сопротивления отдельных блоков отличаются друг от друга весьма сильно, причем различие может достигать трех тысяч и более. Столь существенно различие обусловлено резким перепадом сопротивления блока при переходе ориентации слоев через  $45^\circ$ . Так, из рис.5а можно видеть, что при  $\alpha = 10^\circ$  сопротивление  $R_S$  равно  $4 \cdot 10^1$  Ом, а при  $\alpha = 80^\circ$  возрастает до  $2 \cdot 10^5$  Ом, то есть меняется на четыре порядка. Такое изменение обусловлено различием продольного и поперечного сопротивлений слоя графена, составляющего также около четырех порядков.

### 13. Полные сопротивления каналов

Найдем теперь полные сопротивления каналов. В соответствии с эквивалентной схемой, приведенной на рис.1в, сопротивление отдельного канала равно сумме сопротивлений составляющих его блоков, то есть определяется формулой:

$$R_{SB} = R_{B1} \cdot K_{B1} + R_{B2} \cdot K_{B2} + \dots + R_{B7} \cdot K_{B7}, \quad (40)$$

где  $B$  – номер канала.

Полученные по этой формуле из данных таблицы №6 полные сопротивления каналов приведены в таблице №7.

Таблица 7. Полные сопротивления каналов.

№№	$R_{SL}$ (Ом)
1	72198
2	77602
3	119922
4	689180
5	33478
6	464292
7	93666

### 14. Параллельное соединение каналов

Из рис.1б можно видеть, что в полной структуре, соответствующей карте, приведенной на рис.1а, каналы относительно контактов АА и ВВ соединены параллельно. Согласно правилам параллельного соединения сопротивлений, для полного сопротивления структуры в пределах всей карты  $R_{SP}$ , получаем:

$$\frac{1}{R_{SP}} = \frac{1}{R_{S1}} + \frac{1}{R_{S2}} + \dots + \frac{1}{R_{S7}}. \quad (41)$$

Разрешая это соотношение относительно  $R_{SP}$  и подставляя значения  $R_{SB}$  в соответствии с таблицей №7, получаем полное сопротивление  $R_{SP} = 12622$  Ом.

Учтем теперь, что структура, соответствующая карте, приведенной на рис.1а, представляет собой квадрат со сторонами 10 нм, толщина которого равна толщине одного блока, который предполагается кубическим. То есть толщина структуры равна 1,43.

Относительно тока, текущего по структуре вдоль оси  $Ox$  (рис.1), длина структуры  $L_P$  равна 10 нм, а поперечное сечение  $S_P = 10 \cdot 1,43$  нм<sup>2</sup> = 14,3 нм<sup>2</sup>. Учитывая, что сопротивление проводника определяется формулой:

$$R_{SP} = \rho_P \frac{L_P}{S_P}, \quad (42)$$

находим удельное сопротивление структуры относительно тока вдоль оси  $Ox$  в виде:

$$\rho_{Px} = \frac{R_{SP} S_P}{L_P}. \quad (43)$$

Подставляя в эту формулу приведенные значения, получаем удельное сопротивление равным  $\rho_{Px} = 1,805 \cdot 10^{-5}$  Ом м. Соответствующая удельная проводимость равна:  $\sigma_{Px} = 55400$  См.

## 15. Усреднение по каналам

Рассмотрим теперь другую возможность получения значения полного сопротивления. В таблице №7 приведены сопротивления каналов, которые между собой положены независимыми, поэтому можно представить среднестатистический канал, сопротивление которого будет равно среднему арифметическому сопротивлений отдельных каналов. Сопротивление такого канала равно:  $R_{SL} = 221480$  Ом. Длина такого канала  $L_L$  остается равной 10 нм, а поперечное сечение – в 7 раз меньше поперечного сечения структуры в целом (так как канал по ширине составляет одну седьмую часть структуры), то

есть:  $S_{PL} = 10 \cdot 1,43/7 \text{ нм}^2 = 2,04 \text{ нм}^2$ . Аналогично (43) находим удельное сопротивление:  $\rho_{Px} = 4,5245 \cdot 10^{-5} \text{ Ом м}$ . При этом удельная проводимость равна:  $\sigma_{Px} = 22102 \text{ См}$ .

### 16. Поворот структуры на 90 градусов

Из рис.1а можно видеть, что в полной карте преобладает ориентация слоев графена вдоль оси  $Ox$ . То есть имеется выделенное направление, вдоль которого сопротивление структуры в пределах карты может быть меньше, чем вдоль других направлений. Чтобы проверить такое предположение, рассмотрим теперь сопротивление той же структуры, повернутой на 90 градусов. Полная карта и разделение на каналы показано на рис.8.

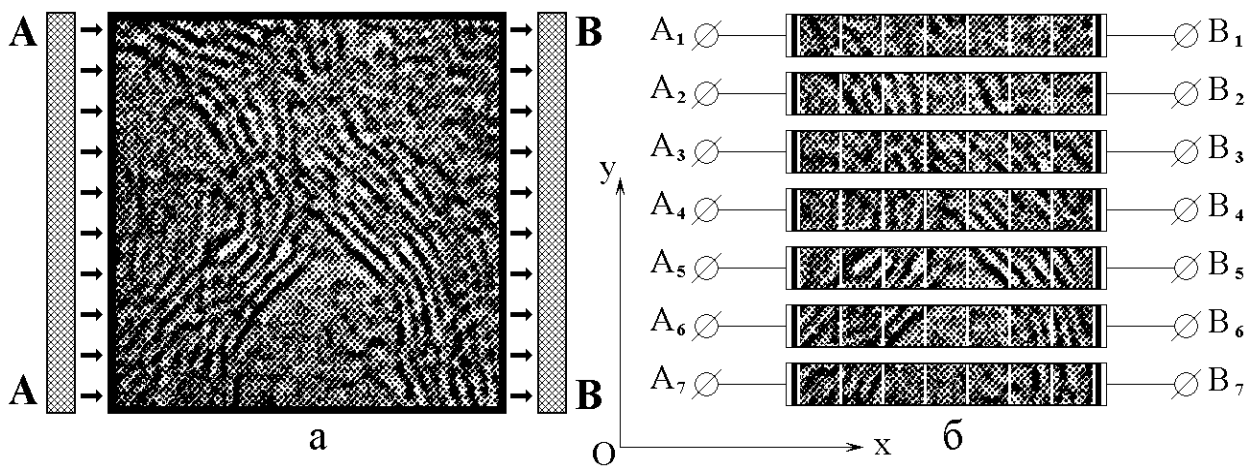


Рис.8. Схема выделения независимых каналов для карты, повернутой на 90 градусов.

а – исходная изображение структуры слоев графена;  
 б – схема выделения независимых каналов.

Из сравнения с рис.1 можно видеть, что здесь преобладают слои, ориентированные вдоль оси  $Oy$ . Выполняя ту же, что в разделах 9-15 процедуру определения сопротивлений каналов с учетом ориентации и заполнения, получаем сопротивления блоков, приведенные в таблице №8.

Таблица 8. Сопротивления блоков повернутой структуры.

№№	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>
<i>1</i>	295620	26950	10420	359400	10420	10420	10420
<i>2</i>	10420	13025	822730	10420	591240	10420	10420
<i>3</i>	10420	10420	151600	179700	52100	3100	26050
<i>4</i>	10420	10420	407910	733	89850	13025	119800
<i>5</i>	10420	1057	51343	1160	17367	8683	226050
<i>6</i>	925	146	10420	10420	10420	410320	329200
<i>7</i>	6512	94750	10420	10420	26050	800400	475900

Полные сопротивления каналов для этого случая приведены в таблице №9.

Таблица 9. Полные сопротивления каналов повернутой структуры.

№№	$R_{SP}$ (Ом)
<i>1</i>	723650
<i>2</i>	1468675
<i>3</i>	433390
<i>4</i>	652158
<i>5</i>	316080
<i>6</i>	771851
<i>7</i>	1424452

Из сравнения этих двух таблиц с таблицами №6 и №7 можно видеть, что здесь сопротивления блоков, как правило, больше таковых в тех таблицах. Такое увеличение сопротивления обусловлено тем, что там направление тока в большинстве случаев близко к ориентации слоев в блоках, тогда как здесь ток часто идет поперек слоев.

Полное сопротивление, соответствующее параллельному соединению слоев, равно:  $R_{SL} = 90376$  Ом. Удельное сопротивление в этом случае равно:

$\rho_{Lx} = 1,2924 \cdot 10^{-4}$  Ом м. Соответствующая удельная проводимость равна:  
 $\sigma_{Lx} = 7738$  См. Те же параметры, получаемые из усреднения сопротивлений слоев равны соответственно:  $R_{SP} = 827180$  Ом;  $\rho_{Lx} = 16898 \cdot 10^{-4}$  Ом м;  
 $\sigma_{Lx} = 5918$  См.

### 17. Сравнение с интегральной проводимостью, полученной в эксперименте

Для рассматриваемого образца шунгита интегральная удельная проводимость, полученная в эксперименте методом четырех каналов, равна 1500 См.

В предыдущих разделах в рамках модели параллельного соединения каналов при ориентациях  $0^\circ$  и  $90^\circ$  получены значения проводимости, равные  $\sigma_{Px} = 55400$  См и  $\sigma_{Lx} = 7738$  См соответственно. В рамках модели усреднения по каналам те же значения составляют  $\sigma_{Px} = 22102$  См и  $\sigma_{Lx} = 5918$  См.

Видно, что все полученные значения, в том числе усредненные по углам  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , превышают эксперимент. Особенно заметно такое превышения проявляется при параллельном соединении каналов – до 36 раз. При усреднении по каналам превышение меньше, но все же достигает 4-5 раз. Таким образом, усреднение по каналам дает более близкие к эксперименту значения, чем параллельное их соединение, однако все равно превышение остается значительным.

### 18. Вариация проводимостей слоев и промежутков

Можно полагать, что превышение полученных значений над экспериментом обусловлено слишком большими величинами удельных проводимостей вдоль и поперек слоя графена, принятой здесь как  $4 \cdot 10^7$  См и  $2 \cdot 10^3$ . В реальном шунгите слои графена испытывают сильное искривление и многочисленные разрывы, так что их проводимость как самих слоев, так и промежутков между ними может быть на порядок ниже. При этом приведенные в таблицах №7 и №9 значения также будут на порядок ниже, то есть станут

более близкими к полученным в эксперименте. Для проверки такого предположения найдем проводимость при несколько уменьшенных значениях проводимости как слоев, так и промежутков.

Сначала приведем некоторые расчетные формулы. Для простоты индексации параметры, соответствующие  $0^\circ$  будем обозначать индексом «1», а параметры, соответствующие  $90^\circ$  – индексом «2».

Удельное сопротивление, как среднее между значениями при  $0^\circ$  (1) и  $90^\circ$  (2), имеет вид:

$$\rho_{SE} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}. \quad (44)$$

Удельную проводимость при  $0^\circ$  (1) и  $90^\circ$  (2) определяем как обратную величину от удельного сопротивления:

$$\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1}; \quad (45)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2}. \quad (46)$$

Средняя удельная проводимость через среднее удельное сопротивление вычисляется по формуле:

$$\sigma_{SE} = \frac{1}{\rho_{SE}}. \quad (47)$$

Средняя удельная проводимость, выраженная через проводимости при  $0^\circ$  (1) и  $90^\circ$  (2), имеет вид:

$$\sigma_{SE} = \frac{2\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}. \quad (48)$$

Для выяснения результативности изменения параметров слоев, рассмотрим далее четыре варианта, отличающиеся друг от друга по таким параметрам на порядок.

**Вариант №1** (условно обозначаемый далее «+ + »).

Сначала рассмотрим исходные значения проводимостей:  $\sigma_h = 4 \cdot 10^7$  См и  $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$  См. Получаемые данные приведем в виде таблиц, соответствующих параллельному соединению и усреднению каналов.

Таблица 10. Параллельное соединение каналов:

	$0^\circ \rightarrow 1$	$90^\circ \rightarrow 2$
$R_{S1,2}$ (Ом)	12622	90376
$\rho_{S1,2}$ (Ом м)	$1,805 \cdot 10^{-5}$	$1,292 \cdot 10^{-4}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	55402	7740
$\rho_{SE}$	$7,3625 \cdot 10^{-5}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	13582	

Таблица 11. Усреднение по каналам.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_{S1,2}$ (Ом)	221480	827180
$\rho_{S1,2}$ (Ом м)	$4,5245 \cdot 10^{-5}$	$1,6898 \cdot 10^{-4}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	22102	5918
$\rho_{SE}$	$1,0711 \cdot 10^{-4}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	9336	



**Вариант №2** (условно обозначаемый далее « – + »).

Теперь уменьшим на порядок проводимость хорошо проводящего слоя, то есть примем:  $\sigma_h = 4 \cdot 10^6$  См;  $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$  См. Аналогично предыдущему случаю получаемые данные сведем в две таблицы.

Таблица 12. Параллельное соединение каналов:

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	31886	114410
$\rho_S$ (Ом м)	$4,560 \cdot 10^{-5}$	$1,636 \cdot 10^{-4}$
$\sigma_{SI,2}$ (См)	21930	6112
$\rho_{SE}$	$1,046 \cdot 10^{-4}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	9560	

Таблица 13. Усреднение по каналам.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	354890	965750
$\rho_S$ (Ом м)	$7,250 \cdot 10^{-5}$	$1,973 \cdot 10^{-4}$
$\sigma_{SI,2}$ (См)	13793	5068
$\rho_{SE}$	$1,349 \cdot 10^{-4}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	7413	

**Вариант №3** (условно обозначаемый далее «+ – »).

Теперь уменьшим на порядок проводимость плохо проводящего слоя (промежутка), то есть примем  $\sigma_h = 4 \cdot 10^7$  См и  $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$  См.

Аналогично предыдущим случаям получаемые данные сведем в две таблицы.

Таблица 14. Параллельное соединение каналов:

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	73202	869970
$\rho_S$ (Ом м)	$1,0468 \cdot 10^{-4}$	$1,200 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	9553	833
$\rho_{SE}$	$6,5234 \cdot 10^{-4}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	1533	

Таблица 15. Усреднение по каналам.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	1674500	8097300
$\rho_S$ (Ом м)	$3,4208 \cdot 10^{-4}$	$1,700 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	2923	588
$\rho_{SE}$	$1,000 \cdot 10^{-3}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	1000	

**Вариант №4** (условно обозначаемый далее « – – »)..

Теперь уменьшим на порядок проводимость как хорошо проводящего слоя, так и промежутка между слоями, то есть примем  $\sigma_h = 4 \cdot 10^6$  См и  $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$  См. Аналогично предыдущим случаям получаемые данные сведем в две таблицы.

Таблица 16. Параллельное соединение каналов.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	120310	907100
$\rho_S$ (Ом м)	$1,7204 \cdot 10^{-4}$	$1,300 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	5813	769
$\rho_{SE}$	$7,3602 \cdot 10^{-4}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	1359	

Таблица 17. Усреднение по каналам.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$R_S$ (Ом)	2201100	8289500
$\rho_S$ (Ом м)	$4,4965 \cdot 10^{-4}$	$1,700 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{S1,2}$ (См)	2224	588
$\rho_{SE}$	$1,100 \cdot 10^{-3}$	
$\sigma_{SE}$ (См)	930	

## 19. Сравнение с экспериментом при различных соотношениях проводимостей слоев и промежутков

Для удобства сравнения с экспериментальным значением проводимости 1500 См, приведем полученные данные в виде сводной таблицы.

Таблица 18. Проводимости при различных соотношениях параметров слоев.

	1 (+ +)	2 (- +)	3 (+ -)	4 (- -)
Проводимости слоев	$\sigma_h = 4 \cdot 10^7$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^6$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^7$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^6$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$
Параллельное соединение каналов	13582	9560	1533	1359
Среднее по отдельным каналам	9336	7413	1000	930
Отношение	1,4548	1,2896	1,5330	1,4613

В первой строке таблицы приведены условные характеристики рассматриваемых четырех вариантов. Во второй строке приведены значения проводимостей, используемые при расчете сопротивлений каналов. В третьей и четвертой строках приведены значения проводимостей, полученные выше в таблицах №10 – №17 для моделей параллельного соединения и усреднения каналов. В последней строке таблицы представлено отношение проводимостей, приведенных в третьей и четвертой строках таблицы.

Из таблицы видно, что наиболее близко к экспериментальному значению приближается проводимость 1533 См, получаемая по третьему варианту при параллельном соединении каналов.

Однако следует заметить, что и проводимости по третьему варианту при усреднении по каналам – 1000 См, а также проводимость по четвертому варианту при параллельном соединении каналов – 1359 См, также к эксперименту довольно близки. В то же время проводимость, полученная по второму варианту, то есть при уменьшении проводимости слоя графена с сохранении проводимости промежутка, в обоих случаях, как при параллельном соединении, так и при усреднении по каналам, дает значения, превышающие эксперимент в 5-6 раз. Четвертый вариант, то есть уменьшение проводимостей как слоев, так и промежутков, при усреднении по каналам уже дает несколько заниженный результат. Отношения проводимостей, приведенные в последней строке таблицы, для всех четырех вариантов близки друг к другу, что говорит об одинаковой степени реализации моделей параллельных и усредненных каналов в любом из рассмотренных вариантов.

Таким образом, можно сделать вывод, что решающим фактором, формирующим интегральную проводимость, является проводимость промежутка между слоями, причем наиболее близкое значение получается по модели параллельного соединения каналов.

**Замечание.** В рамках настоящей работы везде используется понятие слоев и промежутков между ними. То есть в расчетах участвуют как бы две материальные субстанции, каждая имеющая свою собственную проводимость. Однако в реальном шунгите присутствует лишь одна субстанция – углерод, атомы которого, группируясь в той или иной степени, формируют более или менее плоские слои графена, которые перемежаются атомами, в правильные слои графена не сгруппированными. Благодаря четко упорядоченной структуре графена, можно полагать, что проводимость вдоль слоя графена является величиной достаточно четко определенной. В то же время, наложение друг на друга двух слоев графена может претерпевать сильные искажения (как это видно из микрофотографий). То есть промежутки между слоями графена могут иметь проводимость, существенным образом отличную от поперечной проводимости четко упорядоченного слоя графена. Можно полагать, что

именно такие промежутки и обеспечивают снижение проводимости структуры в целом относительно поперечной проводимости четкого слоя графена.

## 20. Анизотропия структуры

Приведем еще одну характеристику, определяющую не столько абсолютную величину проводимости, сколько степень однородности рассматриваемой структуры. Из таблиц №10 – №17 видно, что проводимости для ориентаций в 0° и 90° отличаются друг от друга заметным образом. Выше отмечено, что такое различие происходит из-за того, что при ориентации 0° ток идет, в основном, вдоль слоев графена, а при 90° поперек тех же слоев. То есть структура по отношению к направлению протекания тока является сильно анизотропной.

Введем характеристику такой анизотропии – коэффициент  $K_A$ , равный отношению проводимостей при 0° и 90°:

$$K_A = \frac{\sigma_{S1}}{\sigma_{S2}}. \quad (49)$$

Таблица 19. Коэффициент анизотропии структуры при различных соотношениях параметров слоев.

	1 (+ +)	2 (- +)	3 (+ -)	4 (- -)
Проводимости слоев	$\sigma_h = 4 \cdot 10^7$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^6$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^3$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^7$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$	$\sigma_h = 4 \cdot 10^6$ $\sigma_g = 2 \cdot 10^2$
Параллельное соединение каналов	7,1579	3,5880	11,4682	7,5592
Среднее по отдельным каналам	3,7347	2,7216	4,9711	3,7823
Отношение	1,9166	1,3183	2.3070	1,9986

В таблице №19 приведены значения этого коэффициента при различных соотношениях параметров слоев. Структура таблицы – такая же, как таблицы №18.

Из таблицы можно видеть, что коэффициент анизотропии может принимать весьма большие значения. Особенно значительную величину этот коэффициент имеет в третьем варианте при параллельном соединении каналов, где он достигает величины 11,4682. Коэффициенты при третьем варианте с усреднение по каналам и при четвертом варианте при параллельном соединении каналов находятся в таком же соотношении к максимальному, как и проводимости в таблице №18 для этих случаев. То есть коэффициенты анизотропии в порядке убывания выстраиваются в ряд 11,4684 – 7,5592 – 4,9711, а проводимости образуют ряд 1533 – 1359 – 1000. Таким образом, можно сделать вывод, что решающим фактором формирования анизотропии, как и для проводимости, является проводимость промежутка между слоями, причем наиболее близкое значение получается по модели параллельного соединения каналов.

## **21. Некоторые дополнительные замечания**

Предложенный в настоящей работе метод независимых каналов в определенной степени является развитием и дальнейшим обобщением предложенного ранее метода трубок тока [60-64]. Данный метод является более свободным в выборе геометрической конфигурации и размеров трубок тока, так как в качестве единичного элемента канала предполагается не одна графеновая пачка, а блок, могущий содержать такую пачку с ее близким окружением или даже участок структуры, где слои графена не уложены в пачку, а распределены более или менее хаотическим образом. Преимуществом метода является непосредственный учет выделенной ориентации слоев графена в отдельных блоках. Основной вывод о преобладающей роли промежутков между слоями графена в формировании электрической проводимости (или здесь – сопротивления) подобен таковому для модели трубок тока. Некоторое различие состоит в том, что в модели трубок в качестве промежутка принимается зазор

между пачками, а здесь – зазор между слоями. Однако в обоих случаях решающую роль играют не слои графена как таковые, а именно промежутки между этими слоями.

В качестве определенного достоинства метода каналов при использовании классических данных проводимости слоя графена [40, 41] следует отметить лучшее соответствие результатов расчета с экспериментально измеренной проводимостью, чем соответствие в методе трубок тока. Так, трубки тока дают проводимость 33000 См [62, раздел 20], тогда как метод каналов – при параллельном соединении – 13528 См, а при усреднении – 9336 См (таблицы №10 и №11). Видно, что вторые значения, хотя и превышают, но значительно ближе подходят к экспериментальному значению 1500 См, так что поправку приходится вводить меньшую, чем в методе трубок.

С другой стороны, следует отметить высокую разработанность геометрических параметров в методе трубок, в методе каналов на данный момент несколько меньшую.

В качестве дальнейшего развития метода каналов, по-видимому, следует указать более подробную разработку статистического характера получаемых результатов, то есть рассмотреть применимость метода на большем чем 10 x 10 нм масштабе, принятом в настоящей работе. Кроме того полезно выявить степень корректности метода в зависимости от геометрических параметров индивидуальных каналов, то есть установить оптимальное число разбиений и размер блоков, а также более подробно рассмотреть их ориентацию с целью выявления как локальных, так и интегральных статистических характеристик анизотропии структуры в целом.

## **Заключение**

В настоящей работе предложен и реализован на практике метод независимых каналов, предназначенный для расчета удельной электрической проводимости графеносодержащего шунгита.

Основные результаты работы сводятся к следующему.



Отмечено, что важнейшей областью применения шунгита является создание экранов большой площади, надежно экранирующих электромагнитное излучение в широком диапазоне частот. Кратко рассмотрены преимущества использования шунгита перед традиционными методами создания покрытий, отмечена его простота, доступность и относительно низкая стоимость. Отмечено, что шунгит представляет собой природную углеродосодержащую горную породу, по структуре образованную хорошо проводящими слоями углерода на основе графена, разделенными непроводящими промежутками из кварца. В качестве основной составляющей углеродных образований шунгита представлены графеновые пачки, в ряде случаев сгруппированные в ленты и глобулы. Важнейшим фактором, определяющим экранирующие свойства шунгита, является удельная проводимость его углеродной составляющей, определяемая пространственным распределением атомов углерода.

В качестве главного метода исследования структуры углерода на наноуровне отмечена высокоразрешающая растровая электронная микроскопия, позволяющая с поверхности образца снять карту распределения слоев графена и графеновых пачек. Решающим фактором, определяющим проводимость шунгита в целом при близком к хаотическому распределению графеновых пачек, является сильная анизотропия проводимости единичного слоя графена, достигающая трех порядков и более вдоль и поперек слоя.

Отмечена возможность определения удельной проводимости углерода на основе применения модели трубок тока, получившей дальнейшее развитие в методах блочной дискретизации и декомпозиции в сочетании со статистическим анализом получаемых результатов. В качестве главного недостатка упомянутых методов отмечена его ограниченность, состоящая в учете только двух крайних ориентаций графеновых пачек – вдоль направления распространения тока и поперек него.

В настоящей работе предложен метод независимых каналов, учитывающий произвольную ориентацию графеновых пачек относительно направления протекания тока.

В качестве основы метода используется карта пространственного распределения углерода, полученная методом растровой электронной микроскопии. Удобной формой карты является квадрат. На модельном уровне предполагается, что интегральная проводимость карты измеряется посредством пропускания тока между двумя контактами, приложенными к противоположным боковым сторонам карты. С помощью сетки из равноотстоящих линий, параллельных направлению распространения тока, карта разбивается на отдельные каналы, поперечный размер которых выбирается близким или несколько превышающим типичный поперечник графеновой пачки. Каналы разбиваются на квадратные блоки, стороны которых равны ширине канала. Для получения объемного сопротивления канала с учетом третьего измерения карты, блоки предполагаются кубическими, с ребром куба равным ширине канала. Предполагается, что полное сопротивление канала формируется последовательным соединением отдельных сопротивлений блоков, а сопротивление всей карты определяется параллельным соединением каналов. В качестве другого метода определения полного сопротивления карты возможно усреднение сопротивлений всех каналов с последующим заполнением всей площади карты именно такими усредненными каналами.

Первым шагом обработки карты является выделение преимущественной ориентации слоев внутри каждого блока. На основании полученной ориентации блок заполняется периодической структурой, период которой равен ширине слоя графена и соседствующего с ним промежутка. В качестве параметра, определяющего ориентацию, используется угол между преимущественным направлением слоев графена и осью протекания тока между контактами. В силу симметрии задачи относительно направления тока, предельными значениями угла являются 0 и 90 градусов.

Выявлены два принципиально различных случая ориентации: первый, когда определяющий угол меньше 45 градусов и второй, когда этот угол больше 45 градусов. Принципиальное различие состоит в том, что в первом

случае ток идет, в основном, вдоль полос с высокой проводимостью, тогда как во втором – поперек этих полос, то есть через полосы с низкой проводимостью. Рассмотрена геометрия формирования сопротивления блока в обоих случаях. Показано, что в первом случае сопротивление блока меньше такового во втором на три-четыре порядка.

Получена плавная зависимость сопротивления блока от угла ориентации полос, для устранения краевых расхождений которой определены предельные значения углов в области сшивания вблизи 45 градусов.

Отмечено, что в реальных случаях одинаково направленные слои занимают в блоке не всю его площадь, а лишь некоторую часть, для характеристики которой введен коэффициент заполнения блока, определяемый отношением площади заполненной части к площади всего блока. В качестве характеристики сопротивления блока предложено использовать отношение сопротивления периодической структуры блока к его коэффициенту заполнения. Продемонстрирована возможность определения коэффициента заполнения отдельного блока с использованием метода бинарной дискретизации.

Выполнен анализ ориентации полос и коэффициентов заполнения всех блоков рассматриваемой карты, на основании которого рассчитаны сопротивления отдельных блоков с учетом их геометрических размеров и удельных сопротивления слоя графена вдоль и поперек плоскости. Получены сопротивления всех каналов рассматриваемой карты. С использованием двух методов – параллельного соединения каналов и усреднения по всем каналам, рассчитано удельное сопротивление и удельная проводимость материала в целом.

Установлено, что полученные значения удельной проводимости превышают измеренное в эксперименте интегральное значение проводимости в несколько (до десяти) раз. Для согласования расчетного значения с экспериментальным выполнена вариация удельных сопротивление слоев графена и промежутков между ними. Отмечено, что расчет по методу

параллельного соединения каналов обеспечивает несколько лучшее согласие, чем метод усреднения. Показано, что соответствие улучшается в первую очередь при увеличении сопротивления промежутка между слоями, в оптимальном случае – на порядок по сравнению с традиционно принятым значением поперечного сопротивления слоя графена.

Для получения более объективных результатов те же измерения выполнены при изменении ориентации карты на 90 градусов. Выявлен анизотропный характер сопротивления с коэффициентом, в некоторых случаях достигающим 10 раз. Установлено, что решающим фактором формирования анизотропии является проводимость промежутка между слоями, причем наиболее близкое к эксперименту значение получается по модели параллельного соединения каналов.

Обсуждена параллель между предложенным методом каналов и ранее рассмотренным методом трубок тока. Отмечено, что в обоих случаях решающую роль в формировании сопротивления играют промежутки между слоями графена и между пачками. В качестве возможной причины решающей роли промежутка предложена наблюдаемая в эксперименте резкая неоднородность относительного расположения слоев графена даже в случае формирования более или менее упорядоченных пачек.

Обсуждены возможные пути дальнейшего развития работы. В качестве важнейшей задачи отмечена более подробная разработка статистического характера получаемых результатов

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, частично поддержана грантом РФФИ: № 20-55-53019 ГФЕН\_а, грантами РНФ: № 21-72-20048 и № 21-47-00019 и грантом Правительства Республики Коми и РФФИ № 20-42-110004, р\_а.

## Литература

1. Луцев Л.В., Николайчук Г.А., Петров В.В., Яковлев С.В. Многоцелевые радиопоглощающие материалы на основе магнитных наноструктур: получение, свойства и применение. *Нанотехника*. 2008. No.10. С.37-43.
2. Казанцева Н.Е., Рывкина Н.Г., Чмутин И.А. Перспективные материалы для поглотителей электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона. *Радиотехника и электроника*. 2003. Т.48. №2. С.196-209.
3. Островский О.С., Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Защитные экраны и поглотители электромагнитных волн. *Физическая инженерия поверхности*. 2003. Т.1. №2. С.161-172.
4. Антонов А.С., Панина Л.В., Сарычев А.К. Высокочастотная магнитная проницаемость композитных материалов, содержащих карбонильное железо. *ЖТФ*. 1989. Т.59. №6. С.88-94.
5. Виноградов А.П. *Электродинамика композитных материалов*. Москва, УРСС. 2001.
6. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот. *ЖТФ*. 2013. Т.83. №1. С.3-28.
7. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol.84. No.18. P.4184-4187.
8. Pendry J.B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol.85. No.18. P.3966-3969.
9. Халиуллин Д.Я. *Электродинамические свойства тонких бианизотропных слоев*. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Санкт-Петербург. 1998.
10. Oksanen M.I., Tretyakov S.A., Lindell I.V. Vector circuit theory for isotropic and chiral slabs. *J. of Electromagnetic Waves and Applications*. 1990. Vol.4. No.7. P.613-643.

11. Халиуллин Д.Я., Третьяков С.А. Обобщенные граничные условия импедансного типа для тонких плоских слоев различных сред (обзор). *РЭ*. 1998. Т.43. №1. С.16-29.
12. Oksanen M.I., Hanninen J., Tretyakov S.A. Vector circuit method for calculating reflection and transmission of electromagnetic waves in multilayered chiral structures. *IEEE Proceedings. H*. 1991. Vol.138. No.7. P.513-520.
13. Третьяков С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы (обзор). *РЭ*. 1994. Т.39. №10. С.1457-1470.
14. Дмитриев А.В. *Научные основы разработки способов снижения удельного электрического сопротивления графитированных электродов*. Челябинск: Изд.ЧГПУ. 2005.
15. Родионов В.В. *Механизмы взаимодействия СВЧ-излучения с наноструктурированными углеродсодержащими материалами*. Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Курск. 2014.
16. Мошников И.А., Ковалевский В.В., Лазарева Т.Н., Петров А.В. Использование шунгитовых пород в создании радиоэкранирующих композиционных материалов. *Материалы совещания «Геодинамика, магматизм, седиментогенез и минерация северо-запада России»*. Петрозаводск: Институт геологии КарНЦ РАН. 2007. С.272-274.
17. Лыньков Л.М., Махмуд М.Ш., Криштопова Е.А. Экраны электромагнитного излучения на основе порошкообразного шунгита. *Вестник Полоцкого государственного университета. Серия С. Фундаментальные науки*. Новополоцк: ПГУ. 2012. №4. С.103-108.
18. Лыньков Л.М., Борботько Т.В., Криштопова Е.А. Радиопоглощающие свойства никельсодержащего порошкообразного шунгита. *ПЖТФ*. 2009. Т.35. №9. С.44-48.
19. Лыньков Л.М., Борботько Т.В., Криштопова Е.А. Микроволновые и оптические свойства многофункциональных экранов электромагнитного излучения на основе порошкообразного шунгита. *Сборник трудов. 4-й*

*международной конференции «Современные методы и технологии создания и обработки материалов».* Беларусь. Минск. 2009. С.23-25.

20. Борисов П.А. *Карельские шунгиты.* Петрозаводск, Карелия. 1956.
21. Филиппов М.М. *Шунгитоносные породы Онежской структуры.* Петрозаводск, Карельский НЦ РАН. 2002.
22. Соколов В.А., Калинин Ю.К., Дюккиев Е.Ф. (ред.). *Шунгиты – новое углеродистое сырье.* Петрозаводск, Карелия. 1984.
23. Филиппов М.М., Медведев П.П., Ромашкин А.Е. О природе шунгитов Южной Карелии. *Литология и полезные ископаемые.* 1998. №3. С.323-332..
24. Melezhik V.A., Filippov M.M., Romashkin A.E. A giant paleoproterozoic deposit of shungite in NW Russia. *Ore Geology Reviews.* 2004. Vol.24. P.135-154.
25. Emelyanov S.G., Kuzmenko A.P., Rodionov V.V., Dobromyslov M.B. Mechanisms of microwave absorption in carbon compounds from shungite. *Journal of Nano- and Electronic Physics.* 2013. Vol.5. No.4. P.04023-1 04023-3.
26. Кузьменко А.П., Родионов В.В., Харсеев В.А. Гиперфуллереновые углеродные нанообразования как порошковый наполнитель для поглощения СВЧ-излучения. *Нанотехника.* 2013. №4. Выпуск 36. С.35-36.
27. Kuzmenko A.P., Rodionov V.V., Emelyanov S.G., Chervyakov L.M., Dobromyslov M.B. Microwave properties of carbon nanotubes grown by pyrolysis of ethanol on nickel catalyst. *Journal of Nano- and Electronic Physics.* 2014. Vol.6. No.3. P.03037-1 03037-2.
28. Бойправ О.В., Айад Х.А.Э., Лыньков Л.М. Радиоэкранирующие свойства никельсодержащего активированного угля. *ПЖТФ.* 2019. Т.45. №12. С.52-54.
29. Савенков Г.Г., Морозов В.А., Украинцева Т.В., Кац В.М., Зегря Г.Г., Илюшин М.А. Влияние добавок шунгита на электрический пробой перхлората аммония. *ПЖТФ.* 2019. Т.45. №19. С.44-46.
30. Голубев Е.А., Антоненц И.В., Щеглов В.И. *Модельные представления микроструктуры, электропроводящих и СВЧ-свойств шунгитов.* Сыктывкар, Изд. СыктГУ. 2017.

31. Golubev Ye.A., Antonets I.V., Shcheglov V.I. Static and dynamic conductivity of nanostructured carbonaceous shungite geomaterials. *Materials Chemistry and Physics*. 2019. Vol.226. No.3. P.195-203.
32. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость графеносодержащего шунгита в диапазоне сверхвысоких частот. // ПЖТФ. 2018. Т.44. №9. С.12-18.
33. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование проводимости графеносодержащего шунгита волноводным методом. *Сборник трудов Международного симпозиума «Перспективные материалы и технологии»*. Витебск: Беларусь. 2017. С.6-9.
34. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость графеносодержащего шунгита в диапазоне сверхвысоких частот. *Сборник трудов конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах»*. Институт физики Дагестанского научного центра РАН. Махачкала. 2017. С.432-436.
35. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамическая проводимость графеносодержащего шунгита в диапазоне сверхвысоких частот. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.135-147.
36. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние подложки на отражающие и пропускающие свойства двухслойной проводящей структуры. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.166-182.
37. Ковалевский В.В. *Структура углеродного вещества и генезис шунгитовых пород*. Диссертация на соискание ученой степени доктора геолого-минералогических наук. Петрозаводск. 2007.



38. Шека Е.Ф., Голубев Е.А. О техническом графене – восстановленном оксиде графена – и его природном аналоге – шунгите. *ЖТФ*. 2016. Т.86. №7. С.74-80.
39. Голубев Е.А., Уляшев В.В., Велигжанин А.А. Пористость и структурные параметры шунгитов Карелии по данным малоуглового рассеяния синхротронного излучения и микроскопии. *Кристаллография*. 2016. Т.61. №1. С.74-85.
40. Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К. Электронный транспорт в графене. *УФН*. 2008. Т.178. №7. С.776-780.
41. Hill E.W., Geim A.K., Novoselov K., Schedin F., Blake P. Graphene spin valve devices. *IEEE Trans. Magn.* 2006. Vol.42. No.10. P.2694-2696.
42. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Влияние структурных параметров шунгита на его электропроводящие свойства. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2017. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/11/text.pdf>.
43. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Модельное представление микроструктуры, проводимости и СВЧ свойств графеносодержащего шунгита. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2017. №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/8/text.pdf>.
44. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Модельное представление микроструктуры шунгита в связи с его электропроводящими свойствами. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.148-165.
45. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение модели двухкомпонентной среды для оценки электрической проводимости шунгита. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.183-193.

46. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение электросиловой спектроскопии для геометрического моделирования структуры шунгита. *Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»*. Москва, НИУ МЭИ. 2017. С.194-206.
47. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование структурных свойств графеносодержащего шунгита по данным рентгеноспектрального элементного анализа. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2019. №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr19/1/text.pdf>.
48. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение гармонического анализа данных рентгеновской спектроскопии для изучения структуры графеносодержащего шунгита. *Сборник трудов XXVII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)»*. Москва, НИУ МЭИ. 2019. С.227-237.
49. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Дискретная модель интегральной проводимости графеносодержащего шунгита. *Сборник трудов XXVII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)»*. Москва, НИУ МЭИ. 2019. С.238-245.
50. Макеева Г.С., Голованов О.С., Ринкевич А.Б. Вероятностная модель и электродинамический анализ резонансного взаимодействия электромагнитных волн с 3D-магнитными нанокompозитами. *РЭ*. 2014. Т.59. №2. С.152-158.
51. Голованов О.А., Макеева Г.С., Ринкевич А.Б. Взаимодействие электромагнитных волн с периодическими решетками микро- и нанолент графена в терагерцовом диапазоне. *ЖТФ*. 2016. Т.86. №2. С.119-126.

52. Макеева Г.С., Голованов О.А. *Математическое моделирование электронноуправляемых устройств терагерцового диапазона на основе графена и углеродных нанотрубок*. Пенза, Изд. ПГУ. 2018.
53. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Структурные и электрические свойства графеносодержащего шунгита на основе анализа карт проводимости. *Сборник трудов XXVI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)»*. Москва, ИНФРА-М. 2018. С.293-302.
54. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование структурных и электрических свойств графеносодержащего шунгита по данным электросиловой спектроскопии. Часть 1. Концентрация углерода. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2018. №8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug18/5/text.pdf>.
55. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование структурных и электрических свойств графеносодержащего шунгита по данным электросиловой спектроскопии. Часть 2. Дискретность структуры. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2018. №8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug18/6/text.pdf>.
56. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Исследование структурных и электрических свойств графеносодержащего шунгита по данным электросиловой спектроскопии. Часть 3. Удельная проводимость. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2018. №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep18/1/text.pdf>.
57. Гоулдстейн Д., Яковиц Х. (ред.). *Практическая растровая электронная микроскопия*. Москва, Наука. 1978.
58. Стоянов П.А. Электронный микроскоп. *Физическая энциклопедия*. Т5. Москва, Большая Российская энциклопедия. 1998. Стр.574-578.
59. Березкин В.И. *Формирование, строение, свойства замкнутых частиц углерода и структур на их основе*. Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н. Великий Новгород. 2009.

60. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Представление удельной проводимости графеносодержащего шунгита на основе модели трубок тока. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2020. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar20/7/text.pdf>.
61. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение модели трубок тока для определения параметров графеносодержащего шунгита на наноуровне. // Сборник трудов XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». М.: НИУ МЭИ. 2020. С.175-185.
62. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение метода блочной дискретизации для анализа электрической проводимости графеносодержащего шунгита. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.3.3>
63. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Определение электрической проводимости графеносодержащего шунгита с использованием высокоразрешающей растровой электронной микроскопии. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.3.9>
64. Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение метода декомпозиции для расчета проводимости шунгита на основе электронно-микроскопических карт распределения углерода. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.3.13>

**Для цитирования:**

Антонец И.В., Голубев Е.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Применение метода независимых каналов для определения электрической проводимости графеносодержащего шунгита. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.7.6>.