

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Н.Г. Находкин

В в е д е н и е

Наиболее часто тонкой пленкой называют слой вещества (обычно толщиной $10-10000\text{\AA}$), который отличается по своим свойствам от вещества в твердом, жидком и газообразном состояниях.

Физической особенностью состояния вещества в тонкой пленке является то, что на его свойства существенное влияние оказывают процессы, происходящие на поверхности пленки^{х)}.

Тонкий слой вещества в виде фольги или пленки являлся предметом исследования многих работ по различным причинам. Одних исследователей интересовало влияние геометрических размеров на свойства образца для проверки некоторых физических моделей, других — изучение веществ и их соединений, которые более просто получать в виде тонких пленок. И лишь сравнительно немногие, эмпирически обнаружив в тонком слое веществ-

х) Указанные свойства делают тонкий образец удобным объектом для исследования поверхностных свойств твердых тел, имеющих большое значение для катодной электроники, физики полупроводников, катализа и т.д.

ва особые свойства, пытались проникнуть в суть явления. В последние годы число таких исследований резко увеличилось, что объясняется как интересом физиков к новому малоизученному состоянию вещества, так и широким применением тонких пленок в технике, особенно в радиоэлектронике и вычислительной технике. Тонкие защитные слои, пленочные сопротивления, фоточувствительные слои, диэлектрические слои, мозаики и растры различных электронных приборов, болометры, чувствительные элементы для записи электрических сигналов, матрицы памяти из магнитных пленок, пленочные полупроводниковые диоды и триоды и т.п. — вот далеко не полный перечень использования тонких пленок. Появился новый раздел науки — пленочная электроника, которая включает в себя исследование физических свойств пленок и разработку теоретических и практических задач по их использованию. Вызвано это, главным образом, тем, что применение пленочных элементов в радиоэлектронике открывает один из новых путей создания миниатюрной аппаратуры. Пленочная электроника дает принципиальную возможность создания схем в куске вещества с плотностью упаковки, большей чем 10^3 деталей/см³, путем контролируемого последовательного нанесения различных веществ и контролируемой в процессе напыления слоев обработки.

Особенно важную роль пленочная электроника играет для вычислительной техники. Создание электронных вычислительных машин и вычислительных систем высокой производительности требует перехода к микроминиатюрным надежным и дешевым конструкциям, которые можно было бы создавать в одном полностью автоматизированном процессе [1]. На пути решения этой важнейшей проблемы придется преодолеть ряд трудностей, связанных с выбором физического явления, вещества, технологии и т.д., которые не могут быть эффективно решены, пока многие вопросы физики тонких пленок остаются невыясненными.

Поэтому одной из основных задач пленочной электроники на данном этапе должно быть исследование физических процессов, протекающих в тонких пленках. Это исследование значительно усложняется тем, что тонкие пленки трудно получать свободными от посторонних примесей и различных нарушений структуры. Существенным источником загрязнений является диффузия адсорбированных на поверхности газов и атомов подложки внутрь тонкой пленки. Действительно, даже при сравнительно небольших температурах можно указать случаи, когда коэффициент диффузии (D) довольно высок. Например, для диффузии водорода в

железо при 20°C $D = 1,5 \times 10^{-5}$ см²/сек; для лития в германий при 100°C $D = 1 \times 10^{-10}$ см²/сек; для золота в свинец при 100°C $D = 2 \times 10^{-9}$ см²/сек и т.д. [2-4]. Если считать, что диффузия на глубину d происходит за время $\tau = d^2/2D$, то на глубину 10^{-5} см при указанных температурах водород продиффундирует в слой железа за 3×10^{-6} сек, литий в германий за 0,5 сек; золото в свинец за 0,05 сек. При этом объемная концентрация примесей будет:

$$n = N_{\text{пов}}/d \sim \frac{10^{15}}{10^{-5}} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3},$$

где $N_{\text{пов}}$ — концентрация примесей на поверхности.

Для большинства веществ значения D при тех же температурах меньше. Однако эти примеры указывают на существование веществ, активно загрязняющих пленки. Кроме примесей, в пленках обычно имеют место дислокации, двойникование, вакансии и прочие нарушения структуры [5-8], которые вместе с примесями могут определять основные свойства тонких пленок. Поэтому для успешного использования тонких пленок необходимо прежде всего научиться управлять содержанием примесей и нарушений в пленках. Такое управление поможет получать сложные схемы в виде единого куска твердого тела [9].

1. Управление структурой и размерами тонких пленок

Первая задача, которая стоит перед физиками, работающими в области пленок, — это изучить процессы роста и кристаллизации пленок так, чтобы можно было выращивать пленку заданных размеров и структуры. В связи с этим рассмотрим основные факторы, определяющие процесс образования пленок.

1. Ц е н т р ы к о н д е н с а ц и и и к р и с т а л л и з а ц и и. Еще несколько лет назад различные авторы, напыляя пленки в конкретных, но не контролируемых условиях опыта, получали ту или иную структуру пленки, не могли, однако, зафиксировать и исследовать процесс ее образования. В последнее время применение дифракции электронов и электронной микроскопии большой разрешаю-

шей силы позволило поставить работы, в которых исследуется механизм образования пленки в первые моменты времени [10-19]. Это - очень важное и интересное направление исследований, так как механизм образования зародышей конденсации и первых слоев зачастую определяет последующую структуру пленки. Кроме того, напыляя пленки непосредственно в электронном микроскопе, можно непрерывно следить за процессом ее роста [10].

Результаты этих исследований сводятся к следующему. На самых ранних стадиях роста конденсированных пленок на подложках чаще всего образуются дискретные ядра. Они могут появляться даже тогда, когда общее количество осадка не достаточно для образования монослоя. Форма осажденных ядер зависит от условий осаждения. Первые опыты показали, что ядра конденсации, по-видимому, образуются из двойников (Я.И. Френкель [20-22]).

При дальнейшем осаждении паров вещества ядра растут, становятся менее подвижными. Крупные ядра поглощают мелкие, так как упругость паров над ядрами тем больше, чем меньше диаметр ядра. Более подвижные мелкие ядра мигрируют по поверхности, пока не срастутся с другими ядрами и не образуют малоподвижный агрегат. Далее, срастаясь, ядра образуют пленку. В местах срастания возникают благоприятные условия для двойникового и дислокаций, которые и наблюдаются в электронном микроскопе [5-8].

При определенных упругостях пара и температурах подложки ядра конденсации образуются в виде трехмерных кристалликов с такой же решеткой, что и у массивного вещества.

Таким путем даже при несоответствии решеток подложки и слоя до 19% можно получать монокристаллические пленки, если обеспечить достаточную чистоту подложки [23].

Исследования, проведенные при помощи электронного микроскопа [16], показали, что, кроме хаотически расположенных трехмерных ядер, в местах выхода атомных плоскостей, которые по И. Странскому [24] могут быть центрами конденсации, возникают и более мелкие ядра, декорирующие ступеньки скола.

Эти опыты качественно подтверждают теорию конденсации по И. Странскому, Я.И. Френкелю и др. [20-22, 24, 25]. Следовательно, меняя свойства подложки, например, образуя ядра конденсации предварительным напылением очень тонких слоев вещества или создавая механические сколы и нарушения [26, 27], можно управлять структурой и размерами окончательного слоя.

Методика получения монокристаллических пленок, как показали эти опыты, не очень сложна, что делает весьма перспективным их использование для проведения физических исследований в ближайшее будущее. Применяя электроннолучевой или лазерный нагрев для проведения зонной плавки, можно надеяться, что такие пленки удастся довести до высокой степени чистоты [28, 29]. Монокристаллические пленки более однородны и менее загрязнены по сравнению с поликристаллическими пленками.

2. Т е м п е р а т у р а п о д л о ж к и. Как в процессе испарения пленок, так и во время последующей их обработки большое влияние на свойства пленок оказывает температура подложки. В ряде работ, выполненных под общим руководством Л.С. Палатника [30-36], было установлено существование двух критических температур подложки T_{K1} и T_{K2} . При сравнительно низких температурах ($T < T_{K1}$) происходит образование текстурированных слоев путем непосредственной конденсации пара на подложке. При $T_{K1} < T \leq T_{K2}$ вещество находится в виде двумерной жидкости, которая стягивается в капли, дающие при последующем охлаждении мелкодисперсную поликристаллическую структуру. При $T > T_{K2}$ вещество на подложке существует в виде двумерного пара. Конденсация его может происходить лишь на местах примесей и нарушений. Для каждого вещества на данной подложке можно построить диаграмму состояний и пользоваться ею для объяснения процессов конденсации в зависимости от температуры подложки.

Однако успехи в создании единого механизма конденсации еще малы. Это объясняется главным образом трудностями исследования структуры пленки (особенно в начальный период ее образования), а также загрязнениями исследуемого слоя атомами подложки вследствие их диффузии, увеличивающейся с повышением температуры подложки.

3. П р и м е с и и а д с о р б и р о в а н н ы е г а з ы. Хорошо установлено, что адсорбированные газы могут заметно изменять подвижность последующих адсорбированных атомов и, таким образом, изменять условия образования зародышей [37-40].

Большинство работ по напылению пленок выполнены в вакууме не выше 10^{-6} мм рт.ст. В этом вакууме в течение нескольких секунд образуются адсорбированные слои. Если скорость осаждения слоя не велика, то это ведет к значительному растворению газа в пленках. Специально проведенные опыты с пленками меди,

например, показали, что изменение состава остаточных газов приводит к изменению не только свойств, но и структуры пленки [41-42]. Эти эффекты, по-видимому, также можно будет использовать для управления структурой пленки, однако для этого требуется более глубокое изучение этих процессов. В связи с этим необходимо прежде всего обеспечить сверхвысокий вакуум, как при изготовлении образцов, так и при исследовании их в электронографах, электронных микроскопах и других приборах, что, вообще говоря, не представляет больших трудностей для современной вакуумной техники [43-49]. Эти исследования позволят также решить важный вопрос - какой вакуум необходим для промышленного изготовления пленок.

Представляется более сложным вопрос совершенствования и разработки различной измерительной аппаратуры. Новые сведения относительно структуры первых осажженных на монокристаллических подложках слоев вещества может дать метод, основанный на дифракции медленных электронов, который успешно разрабатывается Д.А. Городецким, Л. Джермером и др. [50-55]. Этот метод позволяет в условиях сверхвысокого вакуума контролировать чистоту монокристаллической подложки и следить за изменением структуры пленки в процессе ее образования. Замечено, например, что монослой адсорбированного кислорода на поверхности титана затрудняет образование ориентированных слоев меди [55].

Дифракция медленных электронов позволяет исследовать структуру нескольких поверхностных атомных слоев вещества. Эта особенность метода была с успехом применена для исследования поверхностной структуры монокристаллов германия и кремния [56]. Можно надеяться, что этот метод позволит получить много новых сведений о формировании структуры тонких монокристаллических пленок.

Использование сверхвысокого вакуума в пленочной электронике позволило уже сейчас получить некоторые новые результаты. Установлено, что в сверхвысоком вакууме (10^{-9} мм рт. ст.) при кристаллизации аморфных слоев сурьмы образуются однородные пленки даже при скоростях испарения $0,1 \text{ \AA} / \text{сек}$ [57]. Это дает основание считать, что причиной образования гетерогенных пленок в вакууме 10^{-6} мм рт. ст. является окисление сурьмы за счет газообразного кислорода или паров воды. При осаждении пленок олова на стеклянные и кварцевые подложки в атмосфере кислорода и паров воды в вакууме

10^{-7} мм рт.ст. и ниже образуются хаотически ориентированные поликристаллические пленки. При этом окислы олова не обнаруживались. В вакууме $\sim 10^{-9}$ мм рт.ст. те же пленки обнаруживали преимущественную ориентацию с осью (100) перпендикулярно подложке. Весьма вероятно, что кислород изменяет ядра конденсации пленки [58].

Примеров влияния малых количеств примесей и адсорбированных газов можно было бы привести много [59-65]. Примеси или ранее адсорбированные слои изменяют энергетические условия на поверхности подложки, что, в свою очередь, изменяет условия адсорбции последующих слоев [66-70]. Так как конденсацию можно рассматривать как последовательную адсорбцию одинаковых слоев [20-22, 24, 25], то такие примеси могут существенно изменять условия этой адсорбции и тем самым изменять условия образования тех или иных структур. Например, для получения мелкодисперсных структур некоторых металлических пленок предлагается предварительно испарять углерод, для получения слоев золота - испарять окись висмута и т.п. [71, 72]. Подробно останавливаться на этом вопросе мы не будем, так как адсорбция описана в ряде монографий [66-70], а влияние ее на последующий рост пленок находится только в начальной стадии изучения.

4. Каталитические процессы. В некоторых случаях адсорбированные атомы могут за счет энергии адсорбции смещать атомы вещества подложки. Например, при адсорбции кислорода на никеле такое смещение наблюдалось с помощью дифракции медленных электронов [73].

Иногда адсорбированный слой примеси, облегчающий адсорбцию основного слоя, после адсорбции последнего меняется с ним местами, так что на подложке остается моноватомный слой основного вещества, покрытый слоем примесей. Такой эффект наблюдался при осаждении моноватомного слоя кислорода на вольфрам, покрытый слоем бария. В результате барий и кислород меняются местами [74-75]. Можно, по-видимому, подобрать такие вещества примеси и основного вещества, чтобы при последующем осаждении каждого нового слоя примеси выходили бы на поверхность и облегчали условия адсорбции. Такой процесс можно отнести к каталитическим процессам. Например, катализаторы изменяют скорости кристаллизации селена и переход тетрагонального β -олова в порошкообразное серое α -олово и т.п. [76]. При помощи кальция и лития, взятых в качестве катализаторов, уда-

ется сравнительно легко синтезировать кубические кристаллы нитрида бора. Только применение катализаторов позволило создать промышленные способы синтеза кристаллов алмаза. При этом на поверхности монокристаллов алмаза образуется отражение или отпечаток дендритной структуры металлического катализатора [77].

Катализаторы ускоряют процессы полимеризации. Так, например, только в присутствии кристаллических субстратов, состоящих из галогенидов переходных металлов и соответствующих металлоорганических соединений, которые играют роль очень сложных катализаторов, стала возможной стереоспецифическая полимеризация α - олефинов, в результате которой образуются сложные линейные полимеры. В ряду мономерных единиц этого полимера углеродные атомы обладают одной и той же относительной пространственной конфигурацией [78]. Любое воспроизведение очень сложных белковых молекул также, по-видимому, не обходится без каталитических процессов. При этом каждый раз воспроизводятся определенные пространственные структуры [79].

Таким образом, поиск и изучение каталитических процессов, способствующих выращиванию тех или иных структур, является весьма перспективным, хотя и трудным направлением исследований. Не исключено, что именно на этом пути удастся решить вопрос выращивания монокристаллов трехмерных объектов с заданными структурами и неоднородностями.

5. Воздействие электронами и другими частицами. В процессе исследований в электронном микроскопе и электронографе пленка находится под сильным воздействием пучка электронов. Действие этого пучка может существенным образом изменять структуру пленки [80-98]. С одной стороны, электронный пучок нагревает исследуемый объект иногда вплоть до плавления и испарения, с другой - электроны ионизируют атомы вещества, создают возбужденные состояния, вызывают диссоциацию, локальное травление объекта и т.д. Поэтому необходимы одновременные исследования структуры и структурно чувствительных свойств пленок.

Исследования воздействия электронов или пучков других частиц на пленку могут открыть новые возможности управления структурой, свойствами и размерами пленок (резка пленок, перекристаллизация, зонная плавка, нагрев, создание примесей и δ - центров и т.п.). Например, известно, что облучение электронами или рентгеновскими лучами вещества во время его

конденсации способствует образованию более мелкодисперсных структур. Это объясняется, по-видимому, ионизацией пара в процессе облучения и отталкиванием одноименно заряженных частиц [99]. Аналогично при облучении γ - лучами получаются более мелкодисперсные коллоиды [100]. Эти факты позволили С.В. Стародубцеву [101] заявить, что в радиационной физике и катодной электронике есть большая группа явлений, где природа происходящих взаимодействий потоков частиц с веществом практически тождественна. Дело в том, что каждая быстрая частица в конце концов образует большое количество сравнительно медленных электронов и атомов отдачи, которые в основном ответственны за многие радиационные нарушения. Аналогичные явления должны наблюдаться и в случае тонких пленок, так как и здесь электроны или другие быстрые частицы, пронизывая всю толщину пленки, вызывают нарушения в значительной части ее объема. В радиационной физике накоплен большой, но разрозненный эмпирический материал по воздействию частиц и квантов на тонкие пленки, который нуждается в глубоком анализе и систематизации. Сравнительно небольшие еще успехи в изучении взаимодействия частиц с веществом в виде тонких пленок, объясняются рядом трудностей.

Во-первых, так как рассеяние частиц очень сложный процесс, в котором первичные частицы рождают вторичные и т.д., а мы имеем очень приближенные сведения о дифференциальных поперечных сечениях различных процессов упругого и неупругого рассеяния частиц, то это обстоятельство затрудняет оценку роли отдельных факторов в сложных явлениях рассеяния.

Во-вторых, отсутствуют удовлетворительные расчеты, которые на основе известных или гипотетически выбранных дифференциальных поперечных сечений различных процессов давали бы возможность определять интегральные характеристики, поддающиеся экспериментальному измерению. Так как в расчетах необходимо учитывать множество разнородных многократных упругих и неупругих рассеяний, то расчеты получаются громоздкими даже при использовании ЭВМ, вследствие чего они до сих пор не проделаны даже для наиболее интересной области средних и малых энергий.

В-третьих, кроме вычислительных трудностей, которые встречаются при рассмотрении рассеяния частиц, необходимо учитывать, что электроны при неупругих соударениях могут терять свою энергию большими порциями, значительно увеличивая длину

свободного пробега. Поэтому функции распределения для электронов должны, по-видимому, иметь более сложный вид.

П. 0 кинетике электронов в тонких пленках

1. Электропроводность тонких пленок и масштабный эффект. Исследование электропроводности и других электрических свойств занимает центральное место в физике твердого тела, так как электропроводность — легко измеримая, очень чувствительная к различным изменениям в твердом теле величина, дающая нам много сведений о металлах и полупроводниках. Не менее интересно изучение электрических свойств тонких пленок.

С уменьшением толщины пленки (d) удельное сопротивление ее растет, приближаясь при $d \rightarrow 0$ к сопротивлению диэлектрической подложки. Если отвлечься от изменений структуры, содержания примесей и нарушений в тонкой пленке, то простое уменьшение толщины последней должно привести к изменению электрических свойств пленки, так как рассеяние носителей заряда на поверхности образца становится сравнимым с рассеянием в объеме. Такое изменение свойств пленки носит общее название масштабного эффекта.

Резкое увеличение удельного сопротивления при уменьшении толщины пленки ниже некоторой величины объясняется тем, что толщина становится соизмеримой с длиной свободного пробега носителей заряда. При этом последняя начинает сложным образом зависеть от толщины образца. Это явление впервые было исследовано Дж. Томсоном [102]. Теоретически масштабный эффект рассматривается на основании уравнения Больцмана, которое описывает статическое распределение носителей заряда, устанавливаемое под действием полей в результате соударений. Особенности, связанные с конечными размерами образца, вводятся в граничные условия. На границах образцов предполагают наличие диффузного или упругого рассеяния носителей заряда. Формулу масштабного эффекта для пленки толщиной d можно представить следующим образом:

$$\frac{\sigma_{\infty}}{\sigma} = 1 + \frac{3}{8} \frac{\ell}{d} (1 - \rho); \frac{d}{\ell} \gg 1; \\ \frac{\sigma_{\infty}}{\sigma} = \frac{4}{3} \cdot \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \frac{1}{\frac{d}{\ell} (\ln \frac{\ell}{d} + 0,42)}; \frac{d}{\ell} \ll 1, \quad (I)$$

где ρ — доля упруго отраженных на поверхности пленки носителей тока;

ℓ — длина свободного пробега носителей тока;

σ_{∞} и σ — удельные электропроводности массивного вещества и образца толщиной d , соответственно.

Масштабный эффект проявляется также и в таких явлениях переноса, как: термоэдс, гальваномагнитные явления и др. [103], которые зависят от кинетического параметра — длины свободного пробега носителей тока. Расчеты масштабного эффекта проделаны для образцов различной геометрии с учетом магнитного поля и скин-эффекта. Результаты этих расчетов можно найти в обстоятельном обзоре Е. Зондгеймера [104].

В настоящее время накопилось достаточное количество экспериментального материала, выполненного на металлах при низких температурах (т.е. в той области, где можно сравнительно просто получить образцы с $d < \ell$ без заметных изменений объемной структуры образцов ($d \sim 0,1$ мм)), анализ которого показал, что наблюдаемые на опыте явления хорошо согласуются с теорией масштабного эффекта, а сравнение теории с экспериментом дает возможность определить длину свободного пробега носителей заряда и долю упруго отраженных на поверхности образца носителей заряда [105-119].

Экспериментальное изучение масштабного эффекта тонких напыленных пленок требует особой тщательности при их изготовлении и контроля за структурой, так как с уменьшением толщины пленок нередко изменяется их структура, появляются трещины и другие нарушения, а также легче вносятся примеси. Наибольших успехов в этом направлении достиг, по-видимому, Х. Майер [120], исследовавший пленки щелочных металлов, осажденных при низких температурах на стеклянные подложки в вакууме лучше, чем 10^{-9} мм рт.ст. Известно, что пленки щелочных металлов образуют однородные слои, обладающие металлической проводимостью уже при степенях покрытия, близких к единице. Анализ экспериментальных данных позволил определить длину свободного пробега и число носителей заряда, приходящихся на один атом вещества $\frac{n_e}{n_a}$ (табл. I). Получились разумные значения, соответствующие диффузному рассеянию $\frac{n_e}{n_a} \sim 1$, а $\ell \sim 10^{-5}$ см при 90°K, $\rho=0$. Исследования термоэдс пленок щелочных металлов различных толщин позволили установить, что в зависимости $\ell = E^{-2}$, где E — энергия электронов, показатель степени n равен 2.

Имеется также ряд работ, в которых измерялась длина свободного пробега носителей заряда у пленок различных веществ [121-140]. При комнатных температурах получены значения $\ell = 10^{-5} - 10^{-6}$ см (табл. II). Сравнение этих значений с полученными при исследовании аномального скин-эффекта и гальваномагнитных явлений показывает, что для некоторых веществ значения ℓ , полученные различными методами, но при одной температуре, мало отличаются друг от друга (табл. III). Это говорит о том, что для некоторых веществ исследование масштабного эффекта тонких пленок позволяет получить разумные значения ℓ , $\frac{\eta_e}{\eta_a}$ и т.п.

Нами [141] при исследовании масштабного эффекта германиевых пленок, изготовленных испарением в сверхвысоком вакууме, было показано, что зависимость удельного сопротивления от толщины образца можно объяснить теорией масштабного эффекта. Это указывает на применимость формул масштабного эффекта к полупроводниковым пленкам. Контроль за структурой пленок с помощью электронного микроскопа и электронографа позволил установить, что для толщины более $70 \text{ \AA}$ пленки оказались сплошными и аморфными. Введение кислорода дало возможность обнаружить, что уже при давлении 10^{-8} мм рт. ст. адсорбция его настолько изменяет условия рассеяния носителей заряда на поверхности пленки, что формулы масштабного эффекта перестают быть применимыми [141-142]. В работах [143-145] было также показано, что условия на поверхности пленок никеля существенно влияют на электропроводность и эффект Холла, что осаждение на тонкие пленки никеля моноватомных слоев бария увеличивает концентрацию носителей заряда в пленках никеля и одновременно увеличивает рассеяние носителей заряда на поверхности пленки, так что сопротивление пленки никеля при этом не изменяется. Адсорбция кислорода уменьшает концентрацию свободных носителей тока и тем самым увеличивает сопротивление никелевой пленки.

Зависимость процессов рассеяния носителей заряда на границах образца от адсорбированных на них чужеродных атомов, дает основание полагать, что между адсорбированными атомами и носителями заряда существует взаимодействие, которое может привести к тому, что десорбированные атомы преобретут импульсы, преимущественно направленные вдоль движения носителей тока. Это свойство может быть использовано для создания направленного движения десорбированных атомов вдоль тонкого образ-

ца при приложении вдоль этого образца соответствующего электрического поля. Расчет, произведенный А. Бобенрисом [146], показал, что это явление при определенных условиях (при большой подвижности носителей тока $\mu \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{в.сек.}$, большой плотности носителей тока $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщине $d \sim 10^{-6}$ см и т.п.) может быть использовано для откачки газов. Таким образом, появляется возможность создать пленочные устройства вакуумной техники.

При выводе формул масштабного эффекта сделано ряд упрощающих предположений, которые не всегда выполняются в случае реальных пленок. Во-первых, предполагалось, что равновесное распределение электронов в пространстве импульсов, соответствующее массивному образцу, справедливо и для пленки. Во-вторых, время релаксации, обусловленное рассеянием носителей вследствие колебаний решетки, бралось одно и то же для массивного образца и для пленки. В-третьих, поверхность образца рассматривалась как зеркальная или диффузно рассеивающая гладкая граница, что в действительности не всегда имеет место. Кроме того, не учитывалось взаимодействие носителей заряда с поверхностными уровнями и т.п. При достаточно малых толщинах могут также сказываться квантовые эффекты, заключающиеся в том, что система дискретных, разрешенных уровней энергии электрона будет разделена запрещенными полосками $\Delta E_{n, n-1}$, большими, чем средняя энергия теплового движения (kT).

Наряду с изменением условий рассеяния носителей заряда на поверхности пленок при уменьшении их толщины может изменяться и число самих носителей, принимающих участие в электропроводности. Это можно установить, если параллельно с электропроводностью измерять эффект Холла; тогда произведение $R_x \sigma$, где R_x — постоянная Холла, а σ — удельная электропроводность, дало бы нам подвижность носителей заряда. Исследование $R_x \sigma$ с изменением толщины, позволило бы судить об изменении условий рассеяния, при этом поверхностные неоднородности на границе пленки не имели бы существенного значения [147].

В работе [147] измерялась подвижность $R_x \sigma$ носителей заряда пленок золота, конденсированных в вакууме 10^{-5} мм рт.ст. на слюдяную подложку. Оказалось, что подвижность носителей заряда таких пленок меньше, чем у массивного вещества. Однако удивительно то, что при некоторых толщинах проводимость пленки уменьшается, в то время как постоянная Холла растет. Так

как структура и загрязнения этих пленок не известны, то трактовать результаты этих опытов трудно.

Опытов по измерению эффекта Холла в тонких пленках, конденсированных в хороших вакуумных условиях, проведено очень мало [148-152]. В одной из работ [148] постоянная Холла измерялась на поликристаллических пленках калия. При 90°K она оставалась той же, что и у массивного вещества вплоть до толщин $d \gg 400 \text{ \AA}$. При $d < 400 \text{ \AA}$ наблюдался рост R_x в соответствии с формулой Е.Зондгеймера [104] для масштабного эффекта.

$$\frac{R_x}{R_{x\infty}} = \frac{4}{3} \frac{(1-\rho)}{(1+\rho)} \cdot \frac{1}{\frac{d}{\ell} (\ln \frac{\ell}{d})^2}, \quad \frac{d}{\ell} \ll 1, \quad (3)$$

где $\frac{R_x}{R_{x\infty}}$ есть отношение константы Холла в пленке к соответствующей константе массивного вещества.

Остальные обозначения прежние.

Как указывалось выше, измерение эффекта Холла параллельно с измерением электропроводности позволяет установить, как изменяется концентрация носителей заряда в пленках и условия их рассеяния на поверхности [143-145] и получить новые сведения относительно электронных свойств пленок. Весьма желательным при этом будет использование монокристаллических пленок, полученных в сверхвысоком вакууме, так как их однородность, гладкость и чистота будут гораздо выше, чем у поликристаллических, а поэтому будет и более легкой трактовка полученных результатов.

Трудность этих экспериментов состоит в том, что присоединяемые к пленкам контакты могут быть дополнительным источником загрязнений и нарушений. Особенно трудно сохранять идентичные условия, когда в процессе эксперимента необходимо прогревать образцы. При этом, кроме увеличения скорости диффузии примесей в местах контактов, могут возникать нарушения из-за различия в коэффициентах линейного расширения и т.п., которые иногда бывает трудно распознавать в процессе исследований. Поэтому весьма желательной является разработка всевозможных бесконтактных методов исследований электрических свойств пленок. Среди этих методов не последнее место занимает исследование поверхностного импеданса на сверхвысоких частотах как пленок, так и массивных веществ, что дает воз-

можность определять концентрацию носителей заряда и отношение длины свободного пробега носителей к их средней скорости [153-165].

2. Электропроводность сверхтонких пленок. При определенных очень малых толщинах удельное сопротивление пленок резко возрастает. Это возрастание сопротивления обычно сопровождается и другими резкими изменениями свойств пленок: становится отрицательным температурный коэффициент сопротивления, изменяются оптические свойства пленок и т.п. Исследование структуры таких пленок показали, что они состоят из отдельных гранул и поэтому их свойства должны трактоваться с учетом этой гранулярной структуры. По мере уменьшения толщины пленки размеры отдельных гранул уменьшаются. При определенных размерах гранул здесь следует ожидать проявления квантовых эффектов, так как дискретный спектр собственных значений энергии электронов обратно пропорционален квадрату размера системы. Проявление этих квантовых эффектов следует ожидать и в очень тонких сплошных пленках.

Рассмотрим, например, пленку одноатомного металла, размеры которой ограничены по оси z . Тогда значения квазиимпульса K будут принимать дискретные значения $\frac{2\pi n}{d}$, а энергия при фиксированных K_x и K_y будет состоять из дискретных уровней $E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{2\pi n^2}{d^2} + K_x^2 + K_y^2 \right)$. Здесь K_x и K_y - проекции квазиимпульса на координатные оси, m^* - эффективная масса носителей тока, d - толщина пленки ($0 < z < d$), $\hbar$ - постоянная Планка, n - целое число, принимающее значения 1, 2, 3, При достаточно высоких температурах электрон, испуская и поглощая фотоны, может переходить из одного состояния E_n в другое E_{n+1} , но при низких температурах, когда $kT < \frac{(2\pi)^2 \hbar^2 (2n+1)}{m^* d^2}$, преодоление энергетического зазора при поглощении и излучении фотона становится маловероятным. В этом случае изменяются условия рассеяния электронов на колебаниях решетки и поэтому должно измениться время релаксации по сравнению с временем релаксации массивного образца. Влияние этого эффекта на электропроводность металлических пленок было отмечено Ф.Дж. Блатом и В.Б.Сандомирским [166-167]. В частности, последний показал, что этот эффект будет иметь место при толщинах металлов $\sim 10^{-8}$ см. Для проводников этот эффект должен наблюдаться при больших толщи-

нах 10^{-5} – 10^{-6} см ($d \sim (\frac{6\pi^2 \hbar^2}{m^* \cdot k T})^{1/2}$). Влияние уменьшения одного из размеров полупроводникового образца было рассмотрено приближенно Б.А. Тавгером и В.Я. Демиковским [168]. Ими было показано, что для беспримесного полупроводника концентрация носителей заряда обратно пропорциональна толщине пленки, а для полупроводника n -типа концентрация носителей тока в зоне проводимости $n_e \sim 1/d^{1/2}$. Таким образом, в достаточно тонких пленках, особенно полупроводников, кроме обычного масштабного эффекта, будут иметь место специфические квантовые эффекты, которые экспериментально еще мало изучены. Кроме изменения электропроводности, эти квантовые эффекты проявляются также в появлении специфических полос поглощения в области длин волн 100 мк, пульсации магнитной восприимчивости и других явлениях, которые требуют дальнейшего экспериментального изучения.

Эти эксперименты для полупроводниковых пленок, по-видимому, не встретят принципиальных трудностей, что трудно сказать о металлах, так как почти все очень тонкие металлические пленки при толщинах, необходимых для наблюдения этих эффектов, не являются сплошными. Это обычно приводит, как уже отмечалось ранее, к довольно резкому возрастанию удельного сопротивления таких пленок. В разное время было высказано несколько предположений относительно механизма электропроводности таких пленок. Я.И. Френкель, Н. Мостович и Б. Водар [169–170] считали, что появление носителей заряда в промежутках между зернами обусловлено термо- или автоэлектронной эмиссией; Ж. Дармуа [171] рассматривал гранулированные пленки в предположении, что между гранулами находится двумерный электронный газ, и, наконец, в последних работах [172–173] предполагалось, что наряду с автоэлектронной эмиссией отдельные части вещества обмениваются между собой зарядами. Если в дальнейшем эта точка зрения подтвердится, то можно считать, что электропроводность таких слоев имеет очень мало общего с электропроводностью металлов. В этом случае могут иметь место отмеченные выше квантовые эффекты, которые можно понять на основе следующей упрощенной модели [174]. Рассмотрим энергию зерна вещества в виде одномерного прямоугольного потенциального ящика, имеющего протяженность вдоль оси x , равную размеру зерна d . Тогда разрешенные энергетические уровни электронов будут равны:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2 m^* d^2}, \quad (4)$$

а энергия перехода с n -го уровня на $n+1$ уровень будет

$$\Delta E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m^* d^2} (2n+1).$$

Чем больше значение E_n , тем меньше время пребывания электрона в этом состоянии, так как электрон или излучит квант и перейдет на нижележащий уровень, или просочится сквозь потенциальный барьер. Основываясь на принципе неопределенности — чем меньше время пребывания в данном состоянии, тем больше расширение этого уровня, — имеем:

$$\delta t \delta E_n \geq \hbar.$$

Поэтому уровень энергии невозбужденного состояния E_0 будет очень узким, а более высокие возбужденные уровни будут расширяться.

Теперь рассмотрим два соседних зерна, расстояние между которыми δ . Приложенная между зернами разность потенциалов V (падение потенциалов) сдвинет уровни зерна 2 относительно уровней зерна 1 на величину eV , как это показано на рис. 1. Если этот сдвиг будет больше, чем расширение уровня δE_n , то переход за счет туннельного эффекта между этими уровнями будет затруднен. Необходимо будет возбудить электрон на такой уровень, чтобы вероятность перехода была значительной, т.е. чтобы $\delta E_n > eV$. Возбужденный электрон сможет переходить от одного зерна к другому, участвуя в электропроводности [174]. Появляются экспоненциальный закон изменения электропроводности с температурой, зависимость энергии активации от размера зерен и т.п. Становятся объяснимыми изменения электропроводности в процессе различных воздействий — нагрева, старения, действия остаточных газов. В процессе этих воздействий могут изменяться размеры отдельных зерен или величины потенциальных барьеров на границах двух смежных зерен.

Изучение физических процессов в очень тонких зернистых пленках, возможно, позволит создать новые пленочные элементы. Например, получая очень мелкодисперсную структуру металлических зерен и обволакивая каждое зерно тончайшей пленкой устой-

чивого диэлектрика, можно, в принципе, создавать высокоомные сопротивления и слои с большими диэлектрическими проницаемостями. Тем более, что очень тонкие пленки ($d < \lambda_{\text{экранир.}}$) диэлектриков, как показал Ф. Волькенштейн [175], обладают меньшей удельной адсорбционной способностью. Однако при создании устойчивых систем необходимо будет преодолеть серьезные трудности, связанные с диффузией примесей в зерно и с подвижностью атомов и даже отдельных зерен в слое.

3. Металлодиэлектрические пленочные системы. Для создания пленочных схем необходимы нелинейные элементы, на основе которых можно создавать усилительные устройства. В полной мере управлять созданием неоднородностей в пленке в виде совершенных $p-n$ переходов пока не удастся, так как для получения качественных усилителей по известным технологиям требуются довольно чистые и совершенные монокристаллики полупроводника. Современная техника изготовления напыленных пленок еще не позволяет достаточно легко изготавливать приборы с $p-n$ переходами. Поэтому наряду с исследованием возможностей изготовления пленочных $p-n$ переходов важную роль играет поиск новых явлений, на основе которых удалось бы создавать активные пленочные элементы. Примером такого активного элемента является система металл-изолятор-металл, полупроводник-металл-полупроводник или еще более сложные системы металл-изолятор-металл-изолятор-металл.

Система металл-изолятор-металл впервые была предложена в качестве катода М.М. Вудинским еще в 1950 году [176], изготовившим эмитирующие системы со слоями окиси алюминия или слюды в качестве диэлектрика. Однако в то время такая система не получила должного применения из-за отсутствия хорошей технологии получения воспроизводимых и устойчивых систем. К тому же тогда вопросы микроминиатюризации элементов схем не были основными для радиоэлектроники. Через десять лет аналогичная система без ссылок на работу Вудинского была предложена С. Мидом [177]. По С. Миду основным механизмом прохождения тока через такую систему является автоэлектронная эмиссия из металла подложки в металл, соединенный с плюсом внешней батареи, через запрещенную зону диэлектрика. В этом случае плотность тока, как показал С. Мид, зависит от энергетической структуры диэлектрика и металла и от приложенного электрического поля:

$$j \sim AE \exp(-E_0/E), \quad (6)$$

где $E_0 = \frac{mQ^2S}{4\hbar e}$, e - заряд электрона, m - его масса, Q - половина ширины запрещенной зоны диэлектрика, S - постоянная решетки диэлектрика.

Если слой металла II, соединенный с плюсом внешнего источника напряжения, будет достаточно тонким, чтобы электроны, попавшие в него за счет туннельной эмиссии из металла-эмиттера I, могли выйти в вакуум, то такая система может быть хорошо управляемым (с большой крутизной вольт-амперной характеристики) источником электронов. Можно представить себе (Рис.2) что прошедшие через металл II электроны снова попадут в электрическое поле, создаваемое второй системой металл II - диэлектрик II - металл III (коллектор), и, пройдя через второй диэлектрик, соберутся коллектором. Такая система с диэлектриком II в виде вакуумного промежутка по М.М. Вудинскому или в виде твердого диэлектрика II по С. Миду может использоваться как транзистор. Усиление мощности при общей базе достигается в результате преобразования полного сопротивления между входом и выходом. Подобная система может быть изготовлена в пленочном варианте миниатюрной и, в принципе, может работать на очень высоких частотах. Дело в том, что время прохождения электрона через потенциальный барьер мало

$$\tau = \frac{1}{N D}$$

(N - поток электронов, D - прозрачность барьера). Отсюда предельные рабочие частоты, определяемые временем релаксации системы, равны:

$$\tau_p = \frac{\epsilon_p}{4\pi} \quad \text{при} \quad E \sim 10^7 \text{ в/см}, \quad \epsilon_p \sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{ сек.}$$

Прохождение тока в таких системах вызывается большими электрическими полями, поэтому ограничения за счет пространственного заряда наступают при достаточно больших плотностях тока по С. Миду [177] при $j \sim 10^9 - 10^{10} \text{ А/см}^2$. Эти приборы при низких температурах обладают также низким уровнем шумов [178-180].

Последующие исследования приборов этого типа показали, что процессы, протекающие в них, не так просты, как предполагал первоначально С. Мид. Здесь может иметь место целый ряд физических явлений, которые входят в круг интересов физической электроники, а именно: туннельная эмиссия из металла в диэлектрик, Шоттки эмиссия из металла в диэлектрик, прохож-

дение тока в диэлектрике, ограниченное объемными зарядами, ионная проводимость, проводимость за счет термического возбуждения электронов, прохождение электронов через потенциальный барьер на границе металл-диэлектрик или металл-вакуум, потери энергии электрона и его кинетика в металле и диэлектрике и т.п. Если же принять еще во внимание тот факт, что пленки диэлектриков и металлов могут иметь микропоры, то сложность физических процессов в рассматриваемом приборе значительно увеличится.

Однако некоторые предварительные сведения о предполагаемых физических процессах имеются в опубликованных работах. Во-первых, большинство авторов считает, что ионная проводимость должна быть исключена из рассмотрения, так как ионные токи должны быть меньше наблюдаемых и при прохождении тока должен был наблюдаться перенос вещества. Тем не менее при наложении поля ионы могут двигаться, создавая объемные заряды (которые могут изменить величину потенциального барьера на границе эмиттер-диэлектрик и тем самым изменить условия прохождения токов [181-182]). Во-вторых, большинство авторов [181-187] считает, что при температурах выше комнатной имеет место термоэлектронная эмиссия из металла в диэлектрик с пониженной работой выхода за счет электрического поля по Шоттки. Однако зависимость тока от напряжения не всегда точно описывается кривой Шоттки:

$$J = J_0 \exp(-e^{3/2} E^{1/2} / (4\pi k \epsilon_0)^{1/2} \cdot T). \quad (7)$$

Имеет место лишь качественное согласие с кривой (7), а наклон кривой в полупологарифмическом масштабе ($\ln J \sim V^{1/2}$) при данной температуре и зависимость наклона от температуры количественно не согласуются с уравнением Шоттки. Это расхождение можно объяснить ролью объемного заряда в слое диэлектрика, возбуждением электронов из ловушек за счет эффекта Френкеля-Пуля и т.п.

Некоторые авторы [188-192] наблюдали наряду с ростом эмиссионного тока уменьшение тока проводимости (Рис.3). Впервые такая падающая характеристика была обнаружена Г.С.Крейниной, Л.Н. Селивановой и Т.И. Шумским в 1960 году [188]. Удовлетворительного объяснения этой кривой до сих пор не существует. Чаще всего уменьшение тока при $V > 2,9$ эВ объясняют термоэлектронной эмиссией на границе металл-диэлектрик, которая совместно с объемным зарядом определяет сквозной ток че-

рез диэлектрик.

Для того, чтобы термоэмиссионный ток был значительным, необходимо допустить существование положительного объемного заряда на границе металл-диэлектрик, поле которого снижает работу выхода до $\sim 0,2-0,5$ эВ. При увеличении падения потенциалов на слое диэлектрика увеличивается автоэлектронная эмиссия из металла в диэлектрик. Это может привести к частичной нейтрализации положительно заряженных центров и к увеличению работы выхода на границе эмиттер-диэлектрик, т.е. к уменьшению сквозного тока. Однако, если считать, что верхний электрод, через который электроны входят в вакуум, сплошной, то трудно представить себе механизм эмиссии электронов в вакуум при падении потенциалов на слое диэлектрика меньшим по величине, чем работа выхода верхнего электрона. Отсутствие же отверстий в пленке золота, напыленного на окись кремния, авторы показали при помощи электронного микроскопа. Падающие вольт-амперные характеристики наблюдались и в пленках с отверстиями и без них. Эти интереснейшие явления требуют еще дополнительного изучения. Но уже ясно, что практически применяя такие системы, их выгодно охлаждать до очень низких температур, чтобы уменьшить уровни шумов и потери на Джоулево тепло в подводящих металлических электродах. Эмиссия Шоттки при этом также должна уменьшиться, уступив место автоэлектронной эмиссии. Естественно, что падающие участки характеристик, если они связаны с эффектом Шоттки, должны исчезнуть. К сожалению, эти интересные опыты до сих пор не проведены.

Если оба электрода системы будут сверхпроводящими, то вольт-амперные характеристики системы металл-диэлектрик-металл будут также иметь падающую ветвь, но механизм ее образования будет другим [193-195]. Падающая ветвь вольт-амперной характеристики в этом случае будет определяться изменением электронной плотности состояний в металле при переходе его из нормального в сверхпроводящее состояние (рис.4). Исследование этого явления позволит найти величину запрещенной энергии в сверхпроводящей пленке. А само явление, по-видимому, найдет применение в пленочной электронике.

Для выяснения механизма этих металл-диэлектрических систем необходимо знать условия движения возбужденных электронов в тонких пленках, так как прозрачность пленок для сравнительно медленных возбужденных электронов определяет величину сквозного тока в этих приборах.

А. Кац еще в 1937-38 гг. показал, что серебряная фольга прозрачна для очень медленных электронов, имеющих энергии не более чем I эв [196-197]. Ему удалось получить также фокусированные изображения предмета в электронных лучах, прошедших через серебряную фольгу. Этот факт позволил автору утверждать, что рассеяние в фольге медленных электронов не оказывает существенного влияния на направления движения. Эти опыты всегда вызвали сомнения, потому что большая прозрачность фольги в опытах А.Каца могла бы быть обусловлена отверстиями в ней. Однако специальных однозначных опытов, в которых бы исследовалась прозрачность пленок с отверстиями или без них, до сих пор, насколько нам это известно, не производилось. Только в 1963 году в кратком сообщении Т.Хикмotta [189], о котором мы упоминали выше, показана аномально большая прозрачность пленок золота, сплошных на SiO_2 и с отверстиями на Al_2O_3 . И в том и в другом случае Т.Хикмott обнаружил почти одинаковую прозрачность пленок. Это очень интересный факт. Однако по первой предварительной заметке далеко идущие выводы делать преждевременно.

После работ А. Каца вопрос о прохождении медленных электронов в тонких пленках вещества был предметом обсуждения ряда работ по вторичной и фотоэлектронной эмиссии [198-203]. Эти работы относятся к возбужденным электронам с энергией в несколько электронвольт, которая намного больше, чем у электронов в рассматриваемых приборах. Данные, полученные в этих работах, могут представить интерес для пленочной электроники, так как они дают некоторые подходы к конструированию пленочных умножителей электронов с магнитным полем, пленочных вторичных умножителей, работающих на прострел, и ряда других электронных приборов.

В работах, выполненных под руководством Х. Майера [120], было найдено, что пробег медленных фотоэлектронов увеличивается с уменьшением их энергии. В теоретической работе П. Вольфа [204] можно найти попытку объяснения этому факту: пробег медленных электронов начинает уменьшаться с ростом энергии, когда энергия электронов становится достаточной для возбуждения плазменных колебаний в твердом теле. Аналогичный расчет был проведен Ж. Квином [205], который показал, что средняя длина свободного пробега электронов уменьшается с ростом их энергии. Экспериментальные измерения прохождения сквозь пленки веществ

ва медленных электронов, возбужденных светом или электрическим полем, выполнены в работах [206-209]. На основе предположения, что электронный поток затухает с толщиной по экспоненциальному закону ($e^{-\alpha x}$), авторы этих работ определили длины свободного пробега носителей заряда. Получились довольно разноречивые данные:

$$\begin{aligned} \ell_{Au} &\sim 190\text{\AA} \quad [206]; & \ell_{Au} &\sim 1000\text{\AA} \quad [207]; \\ \lambda_{Au} &\sim 740\text{\AA}, & \lambda_{Ag} &\sim 440\text{\AA}, & \lambda_{Cu} &\sim 50-200\text{\AA}, \\ & & \lambda_{Pd} &\sim 740\text{\AA} \quad [208-209]. \end{aligned}$$

Расшифровка полученных данных представляет довольно сложную задачу, так как начальный источник электронов в этих опытах сосредоточен внутри мишени на расстоянии нескольких длин свободного пробега носителей заряда от поверхности. Эта задача была решена Р. Ствартом [210] методом Монте-Карло при учете экспоненциального закона затухания. Таким образом, измеряя экспериментально величину коэффициента линейного ослабления электронов $\angle$ и зная длину свободного пробега электрон-фоонных соударений (например, по проводимости), можно определить длину свободного пробега электрон-электронных соударений (ℓ_e) (табл. IV). Для золота ℓ_e получилась порядка 1000\AA, что в 2,5 раза больше, чем у Квина (см. табл. IV). К этим цифрам необходимо относиться с осторожностью, так как для нахождения ℓ_e по экспериментальным значениям $\angle$ авторы [210] пользовались приближенными значениями длины свободного пробега электрон-фоонных соударений ℓ_p .

Таким образом, первые опыты показали, что при создании металл-диэлектрических диодов и триодов условия, которые накладываются на толщины металлических электродов не очень жесткие, однако количественное значение кинетических параметров получены очень приближенно. Поэтому необходимы специальные исследования, при которых была бы обеспечена однородность и целостность металлических пленок и разработаны новые методы обработки экспериментальных данных. Для этого необходимо создать более строгую теорию, которая позволяла бы получать численные результаты. Наиболее рационально использовать для этих целей метод Монте-Карло или сложные цепи Маркова, так как эти методы по духу наиболее подходят для описания соударений электрона с электронами и электронов с фоонами.

III. Возможность использования полимерных материалов в пленочной электронике

Развитие пленочной электроники потребует и применения, кроме обычных известных в электронике материалов, новых ранее неизвестных или до сих пор редко применяемых. Например, не исключено, что одним из путей построения пленочных схем будет создание тонких двумерных схем на тонких полимерных подложках. Эти двумерные схемы будут затем набираться в стопу или склеиваться. При этом полимерные подложки за счет своей упругости смогут погасить внутренние напряжения в пленках и тем самым позволят получить прочные устойчивые трехмерные схемы. Создание такой слоистой схемы полезно еще и тем, что, внося промежуточные полупроводниковые слои с большими эффектами Пельтье и используя металлические охлаждающие слои между отдельными двумерными схемами, может, по-видимому, облегчить решение сложной задачи тепловодов в тонкопленочных системах.

Полимерные материалы имеют очень широкий диапазон электронных свойств [211-212] в частности, их электропроводность изменяется в пределах от 10^{-15} до 10^2 ом $^{-1}$ см $^{-1}$. Электропроводность этих соединений экспоненциально зависит от температуры с энергией активации в пределах от 0 до 1,5 эв. Среди полимеров имеются хорошие диэлектрики, полупроводники n - и p -типов и вещества с почти металлическими свойствами. Известны сравнительно простые способы осаждения пленок полимеров из газовой среды в тех местах подложки, на которые воздействовал пучок электронов [213-215]. Это открывает новые пути для управления размерами наносимых пленок. Весьма возможно, что полимерные материалы впоследствии будут широко использоваться не только как подложки, промежуточные и защитные слои, но и как материалы для изготовления схемных элементов.

В настоящее время известны лишь усредненные по большому числу молекул свойства этих материалов. Изучение этих свойств указывает, что часть свойств отдельной молекулы полимера не проявляется из-за доминирующей роли контактов между отдельными молекулами. Об этом, например, говорит малая подвижность носителей заряда, измеренная по электропроводности и эффекту Холла ($\mu < 0,04$ см 2 /в.сек), экспоненциальный характер зависимости электропроводности от температуры при независимости термоэдс от температуры и т.п. Не исключено, что большие молекулы полимеров могут сами быть схемными элементами пленочной

электроники. Например, длинные цепи полимеров могут быть волноводами для распространения световых волн, аналогично волоконистой оптике в видимой области спектра.

В настоящее время появились первые сообщения об использовании в качестве активной среды лазера длинных пластмассовых нитей полиметил-метакрилата, содержащих клешневидные молекулы с атомами европия [216]. Сочетая световые волноводы и активные цепи со стимулированным излучением и другими фотоактивными молекулами, можно построить новые электронные устройства.

Длинные цепи полимеров могут быть также волноводами для распространения электронных волн от одного элемента схемы к другому. Переход электронов от одной молекулы к другой будет напоминать процесс автоэлектронной эмиссии, которым можно будет управлять с помощью внешнего поля, нагрева и действия света. Эта идея еще не подтверждена экспериментально. Однако трактовка автоэмиссионной картины вольфрамового острия, покрытого адсорбированными слоями органических соединений, предложенная А.П.Комаром [217], на наш взгляд, настолько оригинальна и интересна, что заслуживает дальнейшего исследования. Если идеи А.П.Комара о молекулярных волноводах для электронных волн подтвердятся, то при помощи полимерных материалов можно будет создать молекулярную электронику на совершенно новом принципе и тем самым приблизиться к построению системы типа искусственного мозга.

Т а б л и ц а I.

Результаты исследования масштабного эффекта пленок щелочных металлов, конденсированных в вакууме 10^{-9} мм рт. ст.

Вещество	T	ℓ	ρ_{∞}	$\rho_{\infty} \ell$		$\frac{n_e}{n_a}$	Источ- ник
	$^{\circ}\text{K}$	ммк	10^{-5} ом см	10^{-11} ом см^2			
				экспер.	теорет.		
Калий	60	250	0,13	3,2	2,25	0,86	[116]
	90	122	0,21	2,6	-		"
	100	118	-	2,2	-		[127]
Рубидий	60	107	0,33	3,5	2,6	0,93	[116]
	90	67	0,42	2,8	-		"
Цезий	60	62	1,5	9,3	2,4	0,35	"
	90	40	1,7	6,8	-		"

Здесь: ρ_{∞} - удельное сопротивление массивного образца.

Таблица II

Длины свободного пробега носителей заряда (ℓ)

Вещество	T °K	ℓ ммк	ρ_{∞} 10 ⁵ омсм	$\rho_{\infty}\ell$ 10 ¹¹ омсм ²	n_e 10 ²² см ⁻³	$\frac{n_e}{n_a}$	D	Метод	Источник	Примечание
Ag	430					3,2 0,37		М	[135] [158]	
Ag	300	52					0	М	[121]	
	300	57(I-p)			7,2		0	С	[159]	
	2,9			1,1		0,7	0	С	[159]	
Au	300	1170(I-p)			2,8		0,47	С	[159]	
	2,9	36				0,7	0	С	[158]	
Bi-n	300	40000					0	Н	[126]	
Bi-p	300	20000					0,5	Н	[126]	
Co	300		15	560		1,6		М	[128]	
	450		10					М	[128]	
Cu	2,9			0,59 0,1		1,2 0,1	0	С	[153] [153]	
	4,2	240000						Н	[107]	На проволоке
	298	67-75						Н	[106]	" "
	300	45					0	М	[121]	
	300	243(I-p)				3,8		С	[159]	
Ge	300	150						М		
Hg	2,5	560000		3,7		0,15	0		[108]	
Ga	4,2	1200000		2,0		0,2			[112]	
In	1,2-4	15200	1,3	2,0						
Ni	298	44	820			<0,5			[124]	
Pt	300	3700							[105]	
Sn	3,8	38000		2,0	1,6	0,48	0	М	[108]	
	4,2	45000				0,85		М	[110]	На кристалле
	4,2	65000		1,0		0,8	0	М	[109]	" "
	2-90			1,05		1,12	0		[158]	
	2-90			1,25		0,87	0	С		
Sb	350	91						М	[125]	
Na	4,2	450000						М	[100]	

Здесь: (ρ_{∞}) - удельное сопротивление; (n_e) - концентрация носителей; ($\frac{n_e}{n_a}$) - число носителей заряда, приходящихся на один атом вещества; (ρ) - доля упруго отраженных носителей заряда, полученных различными авторами с помощью (M) - масштабного эффекта, (C) - аномального скин-эффекта и (H) - гальваномагнитных явлений.

Таблица III

Длины свободного пробега носителей заряда ℓ (ммк), полученные различными методами для нескольких веществ при $T \sim 300^\circ K$. Значения ℓ взяты из работ [136] и [121]

Вещество	Масштабный эффект	Аномальный скин-эффект	Гальваномагнитные явления
Медь	45	42	33
Кадмий	29	23	24
Алюминий	-	19	24

Таблица IV

Длины свободных пробегов носителей заряда по [207]

Металл	$k\nu_0$ эВ	L А	ℓ_p А	ℓ_e А	ℓ_{et} А
Золото (электроны)	0,81-0,95	740 ± 60	≤ 500	> 2000	406
Золото (дырки)	0,81-0,95	550	≤ 500	> 1000	520
Серебро (электроны)	0,64-0,75	440 ± 60	100 < ℓ_p < 600	70 < ℓ_e < 7500	570
Медь (электроны)	0,55-0,75	50 < L < 200	100 < ℓ_p < 800	≤ 250	421
Свинец (электроны)	0,71-0,80	170 ± 30	100 < ℓ_p < 800	150 < ℓ_e < 400	110

Здесь: $k\nu_0$ - высота барьера (различие в значениях $k\nu_0$, вероятно, связано с загрязнением поверхности); L - линейный коэффициент ослабления; $R = K \frac{\alpha L}{\alpha L - 1} \cdot \left(\frac{e^{-\alpha} - e^{-\alpha L}}{1 - e^{-\alpha L}} \right)$, где α -

- коэффициент поглощения света, R - фототок, отнесенный к поглощенному фотону; ℓ_p - длина свободного пробега электронно-фононного взаимодействия; ℓ_e - длина свободного пробега электрон-электронного взаимодействия; ℓ_{et} - длина свободного пробега электрон-электронного взаимодействия, вычисленная по [58].

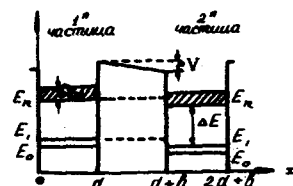


Рис.1. Энергетическая схема двух металлических частиц.

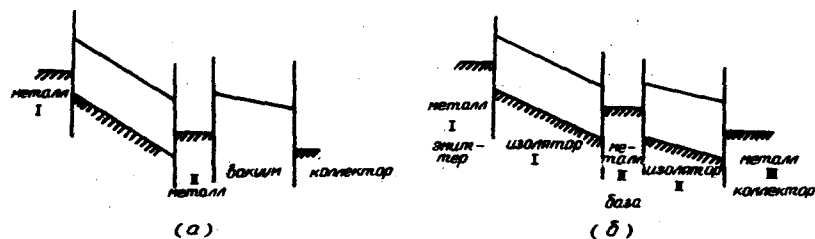


Рис.2. Энергетические схемы двух металл-диэлектрических плановых систем.

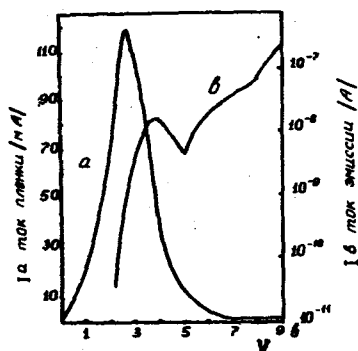


Рис.3. а) Вольт-амперная характеристика системы металл-диэлектрик-металл. б) Вольт-амперная характеристика тока эмиссии в вакууме такой системы.

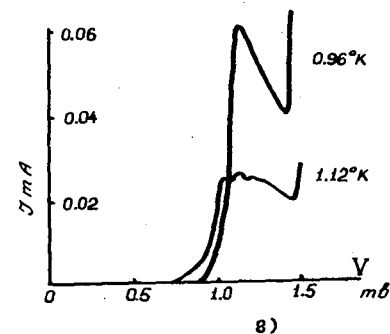
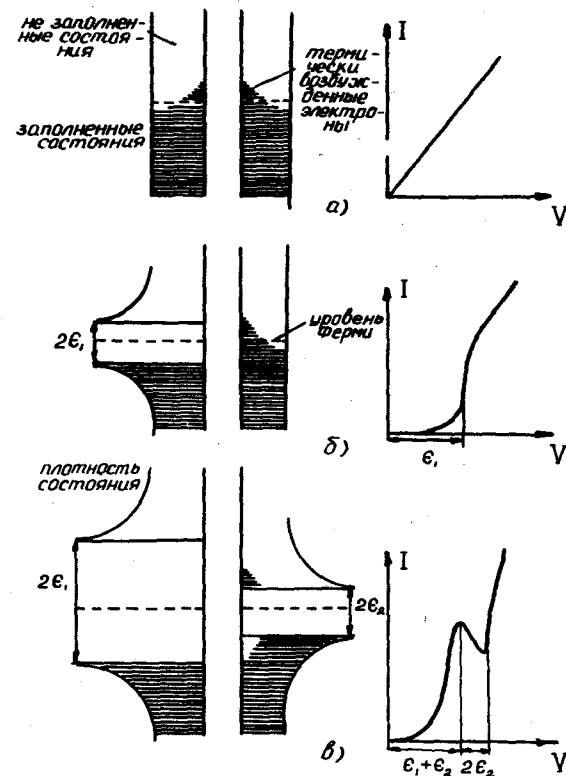


Рис.4. Систематическое изображение энергетических уровней и вольт-амперных характеристик системы металл-диэлектрик-металл: а) оба металла в нормальном состоянии; б) левый металл в сверхпроводящем, правый в нормальном состоянии; в) оба металла в сверхпроводящем состоянии; г) реальные вольт-амперные характеристики, снятые для двух температур, когда оба металла находятся в сверхпроводящем состоянии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Евреинов Э.В., Косарев Д.Г. О возможности построения вычислительных систем высокой производительности, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962, 39 с.
2. Зейц В. Диффузия в металлах. М., Изд-во ин.лит., 1958, 365 с.
3. Боктакс Б.И. Диффузия в полупроводниках. М., Физматгиз, 1961, с.241 и 275.
4. Гущев В. Введение в вакуумную технику. М.-Л., Госэнергоиздат, 1960, 288 с.
5. Олов Л.Г., Усиков М.П., Утевский Л.Б. Успехи физ.наук, 1962, 76, 109.
6. Чилиан М. В сб.: "Новые электронномикроскопические исследования". М., Металлургия, 1961, с.28.
7. Wundersich H. J.Appl.Phys., 33, 854, (1962).
8. Томас Г. Электронная микроскопия металлов. М., ИЛ, 1963.
9. Герольд Е. УФН, 1959, 69, 123.
10. Lauchlan Mc., Sennet R., Scott D. Canad.J.Res., 1952, 28, 370.
11. Basset G. Proc.Europ.Reg.Conf.E.1.Micr.Delft, 1960, 1, 270.
12. Pashley D. Adv.Phys., 1956, 5, 173.
13. Grünbaum E. Proc.Phys.Soc., 1958, B 62, 459.
14. Basset G. Phil.Mag., 1958, 2, 1042.
15. Бассет Г., Пашли Д. В сб.: "Новые электронномикроскопические исследования". М., Металлургия, 1961, с.178.
16. Basset G., Menter J., Pashley D. Structure and properties of thin films, 1959, p.11.
17. Basset G. Brit.J.Appl.Phys., 1959, 10, 198.
18. Anderson J., Baker B. J.Catalysis, 1962, 1, 443.
19. Blackman M. J.Phys.et radium, 1956, 17, 176.
20. Френкель Я.И. Zs.Phys., 1924, 26, 117.
21. Френкель Я.И. J.Phys., 1945, 2, 392.
22. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Изд-во АН СССР, 1946.
23. Электроника, 1963, № 16, 42.

24. Stranski J. Zs.Phys.Chem., 1928, 136, 256.
25. Бартон В., Кабрера Н., Франк Ф. В сб.: "Элементарные процессы роста кристаллов". М., ИЛ, 1959, с.II.
26. Шефталъ Н.Н. В сб.: "Рост кристаллов", т.1.М., Изд-во АН СССР, 1957, с.5, и т.3, 1961, с.9.
27. Sears G. J.Chem.Phys., 1957, 27, 1308.
28. Ullery I.L., Garibotti D. Semicond.Prod.and Solid State Technol., 1964, 2, 1, 25.
29. Бейкин Р. Электроника, 1961, 30, 13.
30. Палатник Л.С., Комник Ю.Ф. Докл.АН СССР, 1959, 124, 808; 1959, 126, 74.
31. Палатник Л.С., Комник Ю.Ф. В сб.: "Рост кристаллов", т.3, М., Изд-во АН СССР, 1961, с.156.
32. Палатник Л.С., Косевич В.М. Кристаллография, 1959, 4, 42.
33. Палатник Л.С., Гладких Н.Т. Докл.АН СССР, 1961, 140, 576.
34. Палатник Л.С., Гладких Н.Т. Физ.твердого тела, 1962, 4, 202.
35. Палатник Л.С., Гладких Н.Т. Физ.твердого тела, 1962, 4, 424.
36. Палатник Л.С., Гладких Н.Т. Физ.твердого тела, 1962, 4, 2227.
37. Трепвел Б. Хемосорбция. М., Изд-во ин.лит., 1958, 134 с.
38. Сирс Дж. В сб.: "Элементарные процессы роста кристаллов", М., Изд-во ин.лит., 1959, с.136.
39. Зурман Р. В сб.: "Катализ.Электронные явления". М., Изд-во ин.лит., 1958, с.356.
40. Хауффе К. Реакции в твердых телах и на поверхности.Ч.1. М., Изд-во ин.лит., 1962, с.383-389.
41. Keith H. Proc.Phys.Soc., 1956, B69, 180.
42. Menter J. Adv.Phys., 1958, 2, 308.
43. Alpert D. Vacuum, 1959, 9, 89.
44. Меньшиков М.И. Приборы и техника эксперимента, 1959, №4, 3.
45. Печко Е.А., Хавкин Л.П., Бородин А.С. Приборы и техника эксперимента, 1959, № 4, 146.
46. Venena V. Vacuum, 1959, 9, 54.
47. Redheat P. Adv.Vac.Sci.and technol., 1960, 1, 410.
48. Reichelt W. Adv.Vac.Sci.and technol., 1960, 2, 737.
49. Shüler C. Helv.phys.acta, 1961, 34, 397.
50. Scheibner E., Germer L., Hartman C. Rev.Sci.Instr., 1960, 31, 112.
51. Городецкий Д.А., Корнев А.М. Физ.твердого тела, 1961, 3, 1373.
52. Городецкий Д.А., Корнев А.М. Успехи физ.наук, 1961, 6, 422.
53. Germer L., A. MacRae J.Phys.Soc.Japan, 17 suppl., 1962, B-2, 286.

54. Бабад-Захрянин А.А., Горбунов Н.С., Извеков В.И. Успехи физ. наук, 1962, 77, 727.
55. Farusworth H., Schlier R. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 6, 271.
56. Lander J., Morrison J. J. Appl. Phys., 1963, 34, 1403, 1411.
57. Condas G., Wooten F. J. Appl. Phys., 1961, 32, 323.
58. Caswell H. J. Appl. Phys., 1962, 32, 105.
59. König H., Helvig G. Zs. Phys., 1951, 129, 491.
60. Blois. Science, 1951, 114, 175.
61. Sears G. J. Chem. Phys., 1956, 25, 154.
62. Sünksen D. Z. Naturforsch., 1956, 11a, 646.
63. Sears G. J. Chem. Phys., 1958, 29, 1045.
64. Hartmann P. Acta crystallogr., 1959, 12, 429.
65. Perry E. J. Colloid. Sci., 1959, 14, 27.
66. Брунауэр С. Адсорбция газов и паров. М., Изд-во ИЛ, 1948.
67. Трэпнел Б. Хемосорбция. М., Изд-во ин. лит., 1958.
68. Де-Бур Я. Динамический характер адсорбции. М., Изд-во ИЛ, 1962.
69. Де-Бур Я. Катализ. Некоторые вопросы теории и технологии органических реакций. М., Изд-во ИЛ, 1959, с. 18.
70. Бекер Дж. А. Катализ. Электронные явления. М., Изд-во ИЛ, 1958, с. 152.
71. Bradley D. Nature, 1958, 181, 875.
72. Bradley D. British J. Appl. Phys., 1959, 10, 198.
73. Germer L., MacRae A. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2923.
74. Райман А. Л. Термоионная эмиссия. Гостехиздат, 1940, с. 145.
75. Germer L., MacRae A. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17 suppl., B-2, 286.
76. Руководство по препаративной неорганической химии, под ред. Брауэра Г., Изд. ИЛ, 1956, стр. 212 и 347.
77. Свенсон К. Физика высоких давлений. Изд. ИЛ, 1963, стр. 177, 183, 189, 194, 197 и т. д.
78. Натта Дж., Ласкуон И. Катализ. Вопросы избирательности и стереоспецифичности катализаторов, Изд. ИЛ, 1963, стр. 7.
79. Пфайфер Д. Сборник "Физика и химия жизни", Изд. ИЛ, 1960, стр. 166.
80. Bryat P., Phoads H., Weber A. J. Appl. Phys., 1954, 25, 1343.
81. Was D. Physica, 1939, 6, 382.
82. Еремцова А. И., Мехтер А. Б. Изв. АН СССР, Отд. хим. наук, 1949, № 3, 238.
83. Kanaya K. Bul. Electrotechn. Lab., 1955, 19, 680.
84. Lenz F., Sheffels W. Z. Naturforsch., 1956, 11a, 656.

85. Talbot J. Brit. J. Appl. Phys., 1956, 27, 110.
86. Гельбергер А., Кройтору Н. Изв. техн. физ., 1958, 28, 755.
87. Lippert W. Optik, 1958, 15, 293.
88. Hisiao C. Acta metallurg., 1958, 6, 606.
89. Gamaguchi S. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1825.
90. Gilbert G., Poehler T., Miller C. J. Appl. Phys., 1961, 32, 1597.
91. Watkins J. Electronic Industries, September, 1961, 92.
92. Electronics, July 1961, N 30, 20.
93. Gale B., Hale K. Brit. J. Appl. Phys., 1961, 12, 115.
94. Panzer S. Electron. Rundschau, 1961, 15, 576.
95. Panzer S. Brit. Common. and Electron., 1961, 8, 880, 883.
96. Стоянов И. Г., Мартыненко Т. Н. IV Всесоюзное совещание по электронной микроскопии. Тезисы докладов. Сумы, 1963, с. 25.
97. Находкин Н. Г., Новосельская А. И. Изв. АН СССР, сер. физ. 1958, 28, 448.
98. Wells C. Introduct. electron. beam technol., 1962.
99. Hibi T., Gada K. Proc. Third Internat. Conf. Electron. Microscopy, London, 1954, 1956.
100. Лукьянович В. М. Электронная микроскопия в физико-химических исследованиях. Изд-во АН СССР, 1960.
101. Стародубцев С. В. X конференция по катодной электронике. Тезисы докладов. 1961, с. 12.
102. Thomson J. Proc. Comb. Phil. Soc., 1901, 11, 120.
103. Wright R. Proc. Phys. Soc., 1951, A64, 984.
104. Sondheimer E. Adv. Phys., 1951, 1, 1.
105. MacDonald, Sarginson K. Proc. Roy. Soc., 1950, A203, 223.
106. Dingle R. Proc. Roy. Soc., 1950, A201, 545.
107. Andrew E. Proc. Phys. Soc., 1949, A64, 77.
108. Niebuhr J. Zs. Phys., 1951, 132, 468.
109. Renter H. Ann. Phys., 1957, 30, 494.
110. Bittel H., Voos B. Zs. Naturforsch., 1956, 119, 419.
111. Launay J., Delecek R., Weber K. J. Phys. Chem. Solids, 1959, 11, 37.
112. White G., Woods S. Phil. Mag., 1956, 1, 846.
113. Александров Б. Н., Веркин Б. И. ИЗТФ, 1958, 34, 1655.
114. Александров Б. Н., Каганов М. А. ИЗТФ, 1961, 41, 1333.
115. Kunler J., Renton C. Phys. Rev., 1957, 108, 1397.
116. Weisberg L., Josephs R. Phys. Rev., 1961, 124, 36.
117. Jagub M., Cochrau J. Phys. Rev. Letters, 1963, 10, 300.
118. Боровик Е. С., Волоцкая В. Г. ИЗТФ, 1959, 36, 1650.

119. Olson J., Wyder P. Proc. 7th Internat. Conf. Low Temperature Phys. Toronto, 1960.
120. Maer H. Structure and Properties of Thin Films. New-York-London, John Wiley & Sons, 1959, p. 225.
121. Fuchs K. Proc. Camb. Phil. Soc., 1936, 34, 100.
122. Lowell A. Proc. Roy. Soc., 1936, A 157, 311.
123. Appllyard E., Lovell A. Proc. Roy. Soc., 1937, A158, 718.
124. Harris L., Shafferd L. Phys. Rev., 1949, 76, 943.
125. Reynolds F., Stilwell G. Phys. Rev., 1952, 88, 418.
126. Mayer H., Nossek R. Z. Phys., 1955, 138, 353.
127. Gillham E., Preston J., Williams B. Phil. Mag., 1955, 67, 1051.
128. Cruttenden E., Hoffman R. J. Phys. Radium, 1956, 17, 220.
129. Colombani A., Vautier A., Huet P. Comptes Rendus heams Paris, 1958, 247, 1838.
130. Кайданов В.Н., Регель А.П. Ж. техн. физ., 1958, 28, 402.
131. Worden D., Danielson G. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 6, 89.
132. Nossek R. Z. Naturforsch., 1959, 14a, 840.
133. Savornin France. C.R. Paris, 1959, 248, 2458, 3133.
134. Grigorovici R., Creitorn N., Devenyi A., Trutia A. Z. Phys., 1959, 154, 160.
135. Pucalka V. Sb. vedec. praci. Vysoke skoly banshe. Ostrave, 1959, 5, 349.
136. Находкин Н.Г., Немцев В.П. Приборы и техн. эксперимента, 1961, № 14, 113.
137. Toxen A. Phys. Rev., 1961, 123, 442.
138. Fürs Voll K., Holwech I. Phys. Letters, 1962, 3, 66.
139. Grigorovici R., Deborin A., Becile T. Rev. Phys. Acad. RPR, 1962, 7, 61.
140. Боровик Е.С. Изв. АН СССР, сер. физ., 1955, 29, 429.
141. Находкин Н.Г., Немцев В.П. Радиотехника и электроника, 1960, 5, 1669.
142. Klemberg R., Blatt F. Ann. Phys., 1961, 9, 62.
143. Птушинский Ю.Г. Радиотехника и электроника, 1960, 5, 1663.
144. Птушинский Ю.Г. Радиотехника и электроника, 1961, 6, 382.
145. Панченко О.А., Птушинский Ю.Г. IX конф. по физическим основам катодной электроники. Тезисы докладов, 1963, с. 10.
146. Bobenrith A. Vide, 1963, 18, 149.
147. Benfiglioli G., Coen E. J. Appl. Phys., 1956, 27, 201.
148. Cirkler W. Z. Phys., 1957, 147, 481.
149. Colombani A., Goureaux G. Structure and Properties Thin Films, 1959, p. 393-401.

150. Daridon H., Colombani A. C.R., Paris, 1961, 252, 3992.
151. Daridon H., Colombani A. C.R., Paris, 1961, 252, 411.
152. Vantier C., Bordes G., Colombani A. C.R., Paris, 1962, 255, 906.
153. Pippard A., Chamber R. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 1955.
154. Pippard A. Adv. Electron. and E. l. Phys., 1954, 6, 1.
155. Азбель М. Докл. АН СССР, 1954, 99, 519.
156. Biondy A. Phys. Rev., 1956, 96, 683.
157. Chambers R. Phil. Mag., 1956, 1, 459.
158. Chambers R. Nature, 1952, 165, 239.
159. Dingle G. Physica, 1956, 22, 683.
160. Гинзбург В.Г., Мотулевич Г.П. Успехи физ. наук, 1955, 55, 469.
161. Smith G. Phys. Rev., 1959, 115, 1561.
162. Kaplan R., Nethercot A., Boorse H. Phys. Rev., 1959, 116, 270.
163. Biondi M., Garfunkel M. Phys. Rev., 1959, 116, 853, 862.
164. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М., Физматгиз, 1961, гл. 8.
165. Бегиашвили Г. Физ. металлов и металловедение, 1961, 14, 481.
166. Блатт Ф. Дж. Теория подвижности электронов в твердых телах. М., Физматгиз, 1963, с. 88-89.
167. Сандомирский В.Б. Радиотехника и электроника, 1962, 7, 1971, ЖЭТФ, 1962, 43, 2309.
168. Тавгер Б.А., Демиховский В.Я. Физ. твердого тела, 1963, 5, 644.
169. Френкель Я.И. ЖЭТФ, 1946, 16, 316.
170. Мостовеч Н., Водар Б. Полупроводниковые материалы. М., ИЛ, 1954, с. 338.
171. Darmais G. J. Phys. Rad., 1956, 17, 211.
172. Neugebauer C., Webb M. J. Appl. Phys., 1962, 33, 74.
173. Feldman C. J. Appl. Phys., 1963, 34, 1710.
174. Hartman T. J. Appl. Phys., 1963, 34, 943.
175. Волькенштейн Ф.Ф. Электронная теория катализа на полупроводниках. М., Физматгиз, 1960, с. 149.
176. Вудинский М.М. Ж. техн. физ., 1950, 20, 1306.
177. Mead C. Proc. IRE, 1960, 48, 359.
178. Feist W., Wade G. Электроника, 1963, № 23, 17.
179. Feist W., Wade G. Электроника, 1963, № 36, 86.
180. Wade G., Briggs R., Lesensky L. J. Appl. Phys., 1962, 33, 836.
181. Pollack S. J. Appl. Phys., 1963, 34, 877.
182. Fisher J., Giaver I. J. Appl. Phys., 1961, 32, 172.
183. Kanter H., Feibelman W. J. Appl. Phys., 1962, 33, 3580.

184. Mead C. Phys.Rev.,1962,128,2088.
185. Emtage P.,Tantraporn W. Phys.Rev.Letters,1962,8,267.
186. Coher J. J.Appl.Phys.,1962, 33,1959.
187. Handy R. Phys.Rev.,1962, 126,1968.
188. Крейнина Г.С.,Селиванов Л.Н.,Шумская Т.И. Радиотехника и электроника,1960,5,1338.
189. Hickmott T. J.Appl.Phys.,1962, 33,1669.
190. Hickmott T. J.Appl.Phys.,1963, 34,1569.
191. Paksver S.,Pratinidi K. J.Appl.Phys.,1963,34,711.
192. Chopra K. Proc.IEE,1963,51,950.
193. Glauber G.,Megerle K. Phys.Rev.,1961, 122,1101.
194. Townsen P.,Sutton J. Phys.Rev.1962,128,591.
195. Miles J.,Smith P.,Schoubein W. Proc.IEE,1963,51,946.
196. Kath A. Z.techn.Phys.,1937, 18, 555.
197. Kath A. Ann.Phys.,1938, 33,160,169.
198. Дятловицкая Б.И. Кандидат.диссертация,Киев,1952.
199. Моргулис Н.Д.,Находкин Н.Г. Докл.АН СССР,1954,94,1029.
200. Van der Ziel A. J.Appl.Phys.,1957, 28, 1216.
201. Бронштейн И.М.,Сегаль Р.Д. Докл.АН СССР,1958,123,639.
202. Находкин Н.Г.,Романовский В.А. Радиотехника и электроника,1960,5,1275.
203. Дикман И.М. Ж.техн.физ.,1948, 18, 1426.
204. Wolf P.
205. Quin J. Phys.Rev.,1962, 126, 1453.
206. Mead C. Phys.Rev.Letters,1962, 8, 56.
207. Spratt J.,Schwarz R.,Kane W. Phys.Rev.Letters,1961,6,34.
208. Spitzer W.,Crowell C.,Howarth L.,Labate E. Phys.Rev. Letters,1962, 127, 2006.
209. Spitzer W.,Crowell C.,Atalla M. Phys.Rev.Letters,1962, 8, 57.
210. Stuart R.,Wooten F.,Spicer W. Phys.Rev.Letters,1963, 10, 7.
211. Инокути Х.,Акамату А. Электропроводность органических полупроводников.М.,Изд-во ин.лит. 1963.
212. Органические полупроводники,Изд-во АН СССР,1963.
213. Еппос А., Brit.J.Appl.Phys.,1954, 5,27.
214. Christy R. J.Appl.Phys.,1960, 31,1680.
215. Mayer L. J.Appl.Phys.,1963, 34, 2088.
216. Andrews W. Electron News,1963, 8,30.
217. Комар А.П.,Комар А.А. Ж.техн.физ. 1961,31,231.

Киевский госуниверситет

Поступила в редакцию
7.X.1963 г.