

своему ничтожному сопротивленію, прерыватель особенно пригоденъ для сильныхъ токовъ. Частота прерываній завяситъ, очевидно, отъ діаметра и длины канала, формы трубки, системы охлажденія и прочихъ обстоятельствъ. Сообщение носитъ характеръ предварительнаго, и детали отсутствуютъ.

С. Вавиловъ.

Электропроводность тонкихъ металлических пленокъ.

(W. F. G. Swann. The electrical resistance of thin metallic films, and a theory of the mechanism of conduction in such films. Phil. Mag. 28, p. 467, 1914).

(R. W. King. The electrical conductivity of sputtered films, Phys. Review, 10, p. 291, 1917).

Удельное омическое сопротивление металловъ рѣзко возрастаетъ при уменьшеніи толщины проводящаго слоя ниже нѣкотораго предѣла (долей микрона). Съ другой стороны, температурный коэффициентъ сопротивленія тончайшихъ пленокъ отрицателенъ и чрезвычайно значителенъ по абсолютной величинѣ. Эти аномаліи, установленныя рядомъ изслѣдователей¹⁾, съ трудомъ укладываются въ рамки существующихъ электронныхъ теорій проводимости. Сэръ Дж. Дж. Томсонъ указалъ²⁾, что средняя длина свободного пути электрона λ , пропорціональная проводимости, становится функцией толщины проводящаго слоя t въ томъ случаѣ, когда размѣры послѣдняго соизмѣримы съ длиной свободного пути и, слѣдовательно, приобрѣтаютъ значимость особыя поверхностныя условія. Для $t > 2\lambda$

$$\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{\lambda}{4t} \right) \quad (1)$$

гдѣ λ' —длина свободного пути въ тонкомъ проводникѣ и λ —нормальная длина свободного пути при соответствующей температурѣ. Для $t < \lambda$:

$$\lambda' = t \left\{ \frac{3}{4} + \frac{1}{2} \log \frac{\lambda}{t} \right\}. \quad (2)$$

Если бы теорія Томсона вполнѣ исчерпывала явленіе, то, найдя критическую толщину металла, при которой начинается рѣзкое возрастаніе сопротивленія, можно было бы судить о величинѣ λ . Наблюденія показываютъ, однако, что проводимость падаетъ въ сотни разъ быстрее, чѣмъ слѣдовало бы по теоріи Томсона. Кромѣ того, отрицательное значеніе температурнаго коэффициента указанной теоріей совершенно не учитывается.

Въ новыхъ работахъ Swann'a и King'a дается довольно убѣдительное толкованіе описанныхъ аномалій.

¹⁾ I. Stone, Phys. Rev. 6, 1, 1898; Vincent, Ann. de Chim. et de Phys. (7), 19 494, 1900. Longden, Phys. Rev., 11, 49, 1900. Patterson, Phil. Mag. 4, 1902. K. Baedeker Die elek. Erscheinungen in metall. Leitern. p. 16, 1911.

²⁾ J. J. Thomson. Cambr. Phil. Proc. 11, 120, 1901.

малъ. 5) *T*. коэффициентъ пленокъ средней толщины мѣняетъ знакъ въ данномъ температурномъ интервалѣ. 6) Для наиболѣе тонкихъ пленокъ сопротивление обратно пропорціонально абсолютной температурѣ, т. е.

$$R \cdot \Theta = \text{Const.}$$

какъ это видно изъ таблицы (2), гдѣ сопоставлены значенія *R* · Θ для пленки № 2¹⁾.

Т а б л и ц а 2.

Θ	$\Theta \cdot R$
93°	$1,04 \cdot 10^9$
287°	$1,04 \cdot 10^9$
373°	$1,24 \cdot 10^9$

Для объясненія такого своеобразія проводимости *Swann* предполагаетъ, что пленка, полученная распыленіемъ катода, обладаетъ зернистымъ строеніемъ (что и подтверждается непосредственными микроскопическими наблюденіями)²⁾; и строитъ электронную теорію проводимости этого дискретнаго проводника. Выраженія, полученные *Swann*’омъ, не поддаются количественной проверкѣ и допускаютъ только качественное сужденіе о ходѣ кривыхъ проводимости въ зависимости отъ толщины и температуры. Сущность теоріи *Swann*’а сводится къ слѣдующему. Въ тонкой пленкѣ зернистаго строенія возможны проводимости двоякаго рода: 1) часть молекулярныхъ комплексовъ-зеренъ можетъ находиться въ непосредственномъ металлическомъ соприкосновеніи, т. е. ширина промежутковъ между зернами не превышаетъ радіуса молекулярной сферы дѣйствія. Такія зерна могутъ образовывать весьма тонкій слойный проводникъ огромнаго сопротивления, подчиняющійся обычнымъ законамъ металлической проводимости (справедливость закона *Ома*, температурный коэффициентъ и пр.); 2) другая группа зеренъ можетъ раздѣляться промежутками, большими радіуса молекулярной сферы дѣйствія, однако, такими, чтобы молекулярныя силы одной поверхности этиасти нейтрализовались силами сосѣдней. Эти промежутки должны быть порядка 100 мμ. Каждый достаточно большой молекулярный комплексъ подпускаетъ электроны (терміонный источникъ *Ризердсона*), и промежутки, раздѣляющіе зерна тонкой пленки, при наложеніи поля могутъ стать проводниками. Сила тока наложеннаго единичны поверхности опредѣляется извѣстной формулой *Ризердсона*

$$i = A \Theta \frac{1}{2} \frac{B}{e^{\frac{1}{2}}}$$

гдѣ *A*—постоянная, зависящая отъ числа свободныхъ электроновъ въ единицѣ объема металла, и *B* пропорціональна работѣ, необходимой для преодоленія электрономъ поверхностныхъ молекулярныхъ силъ, для платины $A = 3,7 \cdot 10^{17}$, $B = 5,92 \cdot 10^4$. Легко видѣть, что *A* не можетъ зависеть отъ ширины промежутка, наоборотъ, *B* можетъ уменьшаться при достаточной малости промежутка, когда молекулярныя силы сосѣднихъ поверхностей до извѣстной степени взаимно ослабляются. Для постоянныхъ *B*, т. е. сравнительно широкихъ

¹⁾ Цифры, относящіяся къ пленкѣ № 1, *Swann* считаетъ недостоверными.

²⁾ M. Houlléville. C. R. 148. 1320, 1909, C. R., 150 p. 1237; King. loc. cit.

промежутковъ, термо-іонная проводимость неизмѣримо мала, и только для промежутковъ, удовлетворяющихъ указаннымъ условіямъ, она можетъ достигать значительной величины. Сопротивленіе такихъ промежутковъ должно, очевидно, варьировать въ зависимости отъ приложеннаго напряженія и обладать отрицательнымъ температурнымъ коэффициентомъ. Зерна съ подобными промежутками могутъ слагаться въ цѣпочки и образуютъ проводники второго рода. Комбинаціей двухъ типовъ проводниковъ въ тонкой пленкѣ *Swann* и объясняютъ всѣ аномаліи проводимости. Въ наиболѣе тонкихъ пленкахъ доминируютъ проводники второго типа, въ сравнительно толстыхъ пленкахъ проводимость, главнымъ образомъ, „металлическая“ и, наконецъ, въ пленкахъ среднихъ толщинъ проводимость осуществляется тѣмъ и другимъ способомъ.

*R. Wood*¹⁾ нашелъ, что тонкія металлическія пленки, разрѣзанныя поперекъ алмазомъ, сохраняютъ все же значительную проводимость, и предположилъ существованіе „электронной атмосферы“, объясняющей въ данномъ случаѣ механизмъ проводимости. Ближайшія изслѣдованія показали, что проводимость объясняется металлическими цѣпочками, перебитыми отъ одного края щели до другого; при отсутствіи такихъ цѣпочекъ промежутковъ дѣлается проводящимъ только при ширинѣ < 500 м. Разрѣзанныя пленки *Wood*'а являются полнымъ аналогомъ пленокъ *Swann*'а, обладаютъ большимъ отрицательнымъ т. коэффициентомъ и пр. Во всякомъ случаѣ, вопросъ о проводимости пленокъ зернистаго строенія, повидимому, тѣсно связанъ съ вопросомъ проводимости тонкихъ газообразныхъ пленокъ.

Теорія *Swann*'а—чисто качественного характера; во всякомъ случаѣ, для объясненія соотношенія (3) необходимо предположить, что B въ формулѣ (4) зависитъ не только отъ ширины промежутка между зернами, но и отъ температуры. Возможно, что эта зависимость объясняется сжатіемъ промежутковъ при температурномъ расширеніи зеренъ.

King въ своей работѣ исходитъ также изъ предположенія гранулярности строенія тонкихъ пленокъ, считая, однако, что проводимость объясняется исключительно металлическими цѣпочками зеренъ, соединяющими одинъ край пленки съ другимъ. Пусть N будетъ число зеренъ на единицу площади, n изъ нихъ соединены въ цѣпочки и опредѣляютъ проводимость c . Можно предположить, что

$$n = c \cdot f(N),$$

при чемъ $f(N)$ слегка уменьшается по величинѣ съ возрастаніемъ n . Для области небольшихъ измѣненій N *King* приходитъ къ такому простому выраженію:

$$\log c = (\rho + 1) \log N + \text{Const} \quad (5)$$

гдѣ ρ — постоянная. Въ отличіе отъ *Swann*'а, *King* оперировалъ только съ одной пленкой, на которую послѣдовательно наслаивались новыя количества металла. Выводные провода отъ пленки были впаяны въ катодную трубку, и сопротивление могло быть измѣрено въ любой моментъ распыленія. Чтобы удовлетворить условіямъ теоріи (небольшія измѣненія N), интервалы распыленія брались очень малыми: 1 и 2 секунды. Точность измѣреній времени распыленія гарантировалась автоматическимъ падающимъ выключателемъ индуктора. Работа производилась съ платиной, золотомъ и серебромъ. Результаты вышлѣ

¹⁾ R. Wood, Phil. Mag. [6], 24 p. 316, 1912.

²⁾ Brown, Phys. Rev. Oct. 1913, C. Englund, Phil. Mag. 27 p. 457, 1914.

подтвердили соотношение (3), т.-е. $\log$ времени распыления въ достаточно широкихъ предѣлахъ линейно связанъ съ $\log c$. Толщину своихъ пленокъ *King* оцениваетъ изъ оптическихъ данныхъ въ 1—6 м μ ; температурное вліяніе имъ не изучалось.

Теорія *King*'а только дополняетъ теорію *Swann*'а, устанавливая важную функціональную зависимость; она не объясняетъ, однако, отрицательнаго значенія температурнаго коэффиціента и не позволяетъ заключить, какъ это дѣлаетъ авторъ, о чисто металлическомъ характерѣ проводимости тонкихъ пленокъ. Уравненіе (5) указываетъ только на то, что c есть нѣкоторая статистическая функція N , при чемъ статистическими элементами могутъ служить какъ металлическія пѣпочки *King*'а, такъ и „промежутки“ *Swann*'а, иначе говоря, справедливость уравненія (5) только подтверждаетъ зернистость строенія пленки.

Конденсация молекулъ металла въ молекулярные комплексы происходитъ, по предположенію *King*'а, въ пространствѣ между катодомъ и стеклянной пластинкой. Возможно, однако, что именно поверхность пластинки является опредѣляющимъ фактомъ въ образованіи зеренъ.

C. Bawls 1937.

О шунтовомъ методѣ измѣренія силы пріема.

(*Van der Pool. Philos. Mag. Septembre 1917*).

При измѣреніи очень слабыхъ токовъ въ антеннѣ приходится пользоваться телефономъ, шунтированнымъ переменнымъ сопротивленіемъ, при чемъ за мѣру силы тока принимается введенный *Hogan*'омъ „факторъ слышимости“

(„audibility factor“) $\frac{R+S}{S}$, гдѣ R —сопротивленіе телефона, а S —сопротивленіе шунта, при которомъ сигналы исчезаютъ. *Hogan* (*Electrician* LXXI p. 720, 1913) принималъ, что это величина приблизительно пропорціональна квадрату силы тока J въ антеннѣ.

Love (*Philosophical Transactions* vol. CCXVA p. 105. 1915), разсматривая наблюденія надъ силой тока въ антеннѣ при телеграфированіи на далекое разстояніе, произведенныя *Hogan*'омъ и *Austin*'омъ, нашелъ, что они хорошо согласуются съ теоретическими выводами *Macdonald*'а и *Love*, если предположить, что $\frac{R+S}{S}$ пропорціонально силѣ тока J для малыхъ значеній его, и J^2 для большихъ значеній.

Въ поставленной въ заголовкѣ статьѣ *van der Pool* сообщаетъ результаты его изслѣдованія этого вопроса лабораторнымъ путемъ.

Онъ бралъ два контура: въ контурѣ I, представляющемъ антенну, возбуждались колебанія, въ контурѣ II, слабо связанномъ съ I, включался шунтированный телефонъ. Опредѣлялась величина $\frac{R+S}{S}$ при различномъ раз-

стояніи контура I отъ II, чѣмъ достигался тотъ же эффектъ, какъ если бы измѣнялась сила тока въ антеннѣ I. Величина силы тока не измѣнялась, а вычислялась по формулѣ *Maxwell Rosa*. Результаты подтвердили предположеніе *Love*: для значеній $\frac{R+S}{S}$ отъ 4 до 160 $\frac{R+S}{S}$ пропорціонально J^2 .