

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ

Э.А. Канер, Н.М. Макаров, И.Б. Снапиро, В.А. Ямпольский

Предсказано новое явление – существование нелинейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) тонкого металлического образца при низких температурах. Нелинейность связана с влиянием собственного магнитного поля тока I на динамику электронов проводимости. Такой магнитодинамический механизм является в настоящее время единственным неперегретым механизмом нелинейности в металлах. В классическом пределе падение напряжения на образце пропорционально $I^{1/2}$. Квантование электронных траекторий приводит к осцилляциям ВАХ и отрицательному дифференциальному сопротивлению. Численные оценки демонстрируют реалистичность экспериментального обнаружения предсказанных эффектов.

1. В линейном режиме статическая электропроводность металлической пленки ($d \ll l$) с диффузными границами описывается выражением ¹:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d}, \quad (1)$$

где σ_0 – проводимость массивного образца, d – толщина пленки, l – длина свободного пробега. Проводимость σ_l обусловлена группой эффективных электронов, которые не сталкиваются с границами образца в течение всего времени свободного пробега. Относительное число таких электронов по порядку величины равно d/l .

Протекающий по пленке постоянный электрический ток I создаёт внутри образца неоднородное постоянное магнитное поле. Оно распределено антисимметрично по толщине пластины, равно нулю в ее середине и на противоположных гранях принимает одинаковые по величине, но противоположные по знаку значения H и $-H$,

$$H = \frac{2\pi I}{c D} \quad (2)$$

Здесь D — горизонтальный размер пленки в направлении, перпендикулярном току, c — скорость света. По мере увеличения силы тока I собственное магнитное поле возрастает и оказывает все большее влияние на динамику эффективных электронов. Благодаря знакопеременности магнитного поля в образце, энергия взаимодействия электрона с этим полем $-eA\hbar/c$ имеет минимум в центре пленки (A — векторный потенциал, $-e$ — заряд, \hbar — скорость электрона). Это означает, что появляется группа захваченных в такой яме электронов, которые движутся вдоль пластины по траектории, вьющейся около плоскости перемены знака магнитного поля. В направлении, перпендикулярном границе пленки, они совершают периодическое движение. При $d \ll R = cp_F/eH$ (p_F — фермиевский импульс) относительное число захваченных электронов порядка $(d/R)^{1/2}$, а их эффективная проводимость описывается выражением

$$\sigma_{\text{зах}} \sim \sigma_0(d/R)^{1/2} \sim I^{1/2} \quad (3)$$

Из сравнения формул (1) и (3) очевидно, что при выполнении условий

$$d \ll (Rd)^{1/2} \ll l \quad (4)$$

величина электрического поля в металле полностью определяется группой захваченных электронов, а электропроводность пленки зависит от тока I . Таким образом, воздействие собственного магнитного поля тока приводит к нелинейной вольт-амперной характеристике (ВАХ) — согласно (3), падение напряжения на образце вдоль направления протекания тока пропорционально $I^{1/2}$.

Точный расчет ВАХ состоит в совместном решении уравнений магнитостатики и кинетического уравнения Больцмана, содержащего силу Лоренца от магнитного поля тока. Оставляя выкладки до более подробного сообщения, приведем окончательный результат:

$$U = r(I_0 I)^{1/2}, \quad r = \frac{L}{dD\sigma_n}, \quad I_0 = 0,51 \frac{c^2 p_F D d \ln^2 d/l}{e l^2} \quad (5)$$

Здесь r — сопротивление пленки в линейном режиме, L — длина образца в направлении, вдоль которого течет ток, I_0 — характерное значение тока, при котором происходит переход к нелинейной ситуации. В силу неравенств (4) формула (5) применима в области, где $I > I_0$.

2. Вследствие периодичности движения захваченных электронов в направлении, перпендикулярном плоскости пластины, их состояния следует проквантовать. Рассмотрим влияние эффектов квантования на вид ВАХ, которое оказывается существенным при выполнении условий (4).

С ростом тока I число квантованных электронных траекторий, помещающихся в образце, меняется дискретно, в результате чего возникают "скачки" проводимости. По этой причине появляются квантовые осцилляции ВАХ:

$$U(I) = U_{\text{кл}}(I) \left\{ 1 - \frac{1,53 T}{\epsilon_F N^{1/2}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2\pi k N)}{k^{1/2} \text{sh}(\pi^2 k N T / 2\epsilon_F)} \right\}, \quad (6)$$

$$N = 0,30 \cdot p_F d (D/R)^{1/2} / \hbar.$$

Здесь $U_{\text{кл}}(I)$ — классическая ВАХ, определяемая формулами (5), T — температура образца, ϵ_F — энергия Ферми. Целая часть величины N представляет собой число квантовых электронных состояний. Выражение (6) получено в квазиклассическом приближении, когда N велико по сравнению с единицей.

Поскольку T/ϵ_F много меньше единицы, осцилляции $U(I)$ всегда должны присутствовать, и их "период" $\Delta I = 2I/N$. При достаточно низких температурах, когда

$$T \lesssim \epsilon_F / N^2, \quad (7)$$

осцилляции ВАХ становятся настолько резкими, что на кривой зависимости $U(I)$ появляются участки отрицательного дифференциального сопротивления. При этом в режиме заданного напряжения U в образце, возможно, будут возникать нестационарные домены электрического и магнитного полей.

Необходимо подчеркнуть, что в отличие от других известных квантовых осцилляций, связанных с прохождением очередного квантового уровня через уровень Ферми, рассмотренные здесь осцилляции ВАХ происходят из-за появления новых выходящих электронных траекторий, помещающихся в пластине. Именно в силу указанного различия здесь не требуется жесткого условия на температуру типа $T < \Delta \epsilon_n$, как в эффектах Шубникова — де Гааза и де Гааза — ван Альфена, обусловленных диамагнитными осцилляциями плотности электронных состояний.

Приведем численные оценки. В металлической пленке с $\epsilon_F \approx 3$ эВ, $p_F \approx 10^{-19}$ гсм/с, $l \approx 0,1$ см, $T \approx 4,2$ К, $d \approx 10^{-4}$ см, рассмотренные нелинейные эффекты проявляются при плотности тока, превышающей $j_0 \approx 10^5$ А/см². Магнитное поле на поверхности образца $H \approx 10$ Э, выделяемая мощность с единицы поверхности $P \approx 10^{-2}$ Вт/см², а число квантованных орбит захваченных электронов $N \approx 30$. В этих условиях неравенства (4), (7) оказываются выполненными и $I > I_0$.

Предложенный механизм возникновения нелинейной ВАХ весьма чувствителен к внешнему магнитному полю h_0 . Для наблюдения предсказанных эффектов необходимо

$$h_0 / H < (Rd)^{1/2} / l. \quad (8)$$

В заключение отметим, что захват электронов неоднородным магнитным полем тока является единственным известным механизмом электродинамической нелинейности в металлах неперегревного типа. В высокочастотном случае он приводит к нелинейному затуханию Ландау², возбуждению токовых состояний³⁻⁵ и зависимости поверхностного импеданса от амплитуды внешней электромагнитной волны⁶.

Литература

1. Fuchs K. Proc. Cambr. Phil. Soc., 1983, 34, 100.
2. Вугальтер Г.А., Демиховский В.Я. ЖЭТФ, 1976, 70, 1419.
3. Babkin G.I., Dolgoplov V.I. Solid State Comm., 1976, 18, 713.
4. Макаров Н.М., Ямпольский В.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 421.
5. Макаров Н.М., Ямпольский В.А. ЖЭТФ, 1983, 85, 614.
6. Любимов О.И., Макаров Н.М., Ямпольский В.А. ЖЭТФ, 1983, 85, 2159.