

УДК 537.312.62

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ДИССИПАТИВНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. К. Асадов, Ю. А. Гененко, П. Н. Михеенко

Проведен анализ вольт-амперных характеристик широких гранулированных сверхпроводников. Найдено, что их свойства в резистивном состоянии могут быть описаны через особенности выделенных в них элементарных диссипативных образований (ЭДО) — носителей «квантов» падения напряжения пленки. Осуществлено теоретическое описание системы ЭДО. Обнаружено соответствие положения максимума производной ВАХ пленки величине nU_0 , где n — число ЭДО, по порядку величины соответствующее количеству укладываемых на длине образца гранул; U_0 — щелевое напряжение.

В последнее время наблюдается усиление интереса к гранулированным джозефсоновским средам [1]. Возможно именно они определяют будущее сверхпроводимости в наиболее важных ее технологических приложениях. Одной из таких сред, отличающейся простотой своего изготовления, является планарная гранулированная система.

Важной ее особенностью является возникновение при разрушении сверхпроводящего состояния токовых возбуждений вихревого типа [2]. В простейшем случае, реализующемся когда глубина проникновения магнитного поля λ в такой системе сравнима с периодом гранулированной сетки \bar{a} , сверхпроводящие токи вихрей протекают только через ближайшие связи. При превышении транспортным током критического значения движение вихрей при выполнении этого условия проходит по узким каналам шириной \bar{a} . Образующиеся при этом диссипативные образования являются элементарными.

Отличительной их чертой является то, что при достижении напряжением, продуцируемым при движении вихрей, значения $2\Delta/e$, где Δ — параметр порядка сверхпроводника, на вольт-амперной характеристике прописывается особенность. Ее форма и амплитуда зависят прежде всего от типа составляющих сетку джозефсоновских связей.

Элементарные диссипативные образования (ЭДО) в пленках с туннельным типом связей рассматривались ранее и получили название линий квазичастичного туннелирования [3, 4].

ЭДО определяют свойства гранулированных систем на микроуровне. Естественно, однако, ожидать проявления их на характеристиках образца в целом. Например, на ВАХ гранулированных пленок обнаружены особенности, регистрирующиеся в виде максимума производной dI/dU (U) (рис. 1). Установлено, что значение напряжения максимума V_m пропорционально длине участка, а амплитуда и форма особенности однозначным образом соотносится с микроструктурой образца. Из этого естественно сделать заключение, что своим существованием V_m обязан щелевым особенностям ВАХ отдельных ЭДО.

В этом случае напряжение, соответствующее максимуму dI/dU , должно коррелировать с величиной $m 2\Delta/e$, где m — число слабых связей

на длине пленки. Вклад от связей, расположенных в поперечном направлении, учитывается автоматически вследствие их параллельного соединения в ЭДО.

1. Результаты эксперимента

Опираясь на вышеуказанное предположение о щелевой природе особенности, можно сделать следующее утверждение. Если все ЭДО имеют равные критические токи и токи проявления особенностей и не взаимодействуют друг с другом, то при записи производных ВАХ отдельных частей

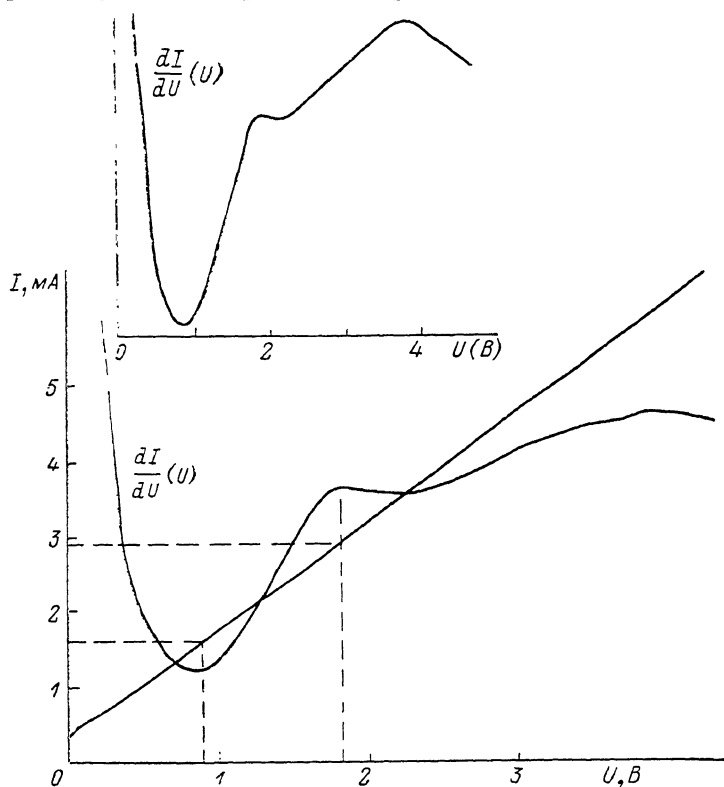


Рис. 1. ВАХ и производная $dI/dU(U)$ гранулированной индиевой пленки при температуре термостата 2.0 К.

На вставке приведена $dI/dU(U)$ в расширенном масштабе по напряжению.

пленки напряжение максимума dI/dU суммарного отрезка U_{Σ} должно быть равно сумме напряжений ΣU пиков $dI/dU(U)$ его частей, расположенных между потенциальными выводами. Для проверки этого были записаны кривые $dI/dU(U)$ индиевых пленок с пятью потенциальными контактами.

Пленки приготавливались при рабочем давлении в камере напыления $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст. Их ширина составляла $w \approx 0.3$ см, длина $l \approx 1$ см и толщина $d \sim 10^{-5}$ см. Удельное сопротивление пленок равнялось $0.5 \cdot 10^{-2}$ Ом \times см, сильно отличаясь от ρ чистого массивного индия ($0.3 \cdot 10^{-6}$ Ом \cdot см).

После записи производных ВАХ всех возможных отрезков каждой пленки между различными потенциальными выводами было найдено положение максимумов $dI/dU(U)$ и проведено сопоставление U_{Σ} и ΣU по всем возможным 16 суммам.

Результаты сравнения для одного из образцов приведены в таблице. В ней символами Π_{Σ} и $\Sigma \Pi$ обозначены суммарные отрезки и участки, по которым проводится суммирование напряжений щелевых особенностей. Обозначения включают в себя номера потенциальных контактов, ограни-

Значения параметров

№ п/п	Π_2	$\Sigma\Pi$	U_{Σ} , В	ΣU , В	ΔU , %	l_i , мм	$l_i \frac{2\Delta}{U_{\Sigma}}$, мкм
1	1-5	(1-2) + (2-3) + (3-4) + (4-5)	1.86	2.54	+36.6	8.42	4.53
2	1-5	(1-2) + (2-4) + (4-5)	1.86	2.37	+27.4	»	»
3	1-5	(1-2) + (2-3) + (3-5)	1.86	2.32	+24.7	»	»
4	1-5	(1-3) + (3-4) + (4-5)	1.86	2.22	+19.4	»	»
5	1-5	(1-4) + (4-5)	1.86	2.25	+21	»	»
6	1-5	(1-2) + (2-5)	1.86	1.93	+3.8	»	»
7	1-5	(1-3) + (3-5)	1.86	2	+7.5	»	»
8	1-4	(1-2) + (2-4)	1.43	1.55	+8.4	4.97	3.48
9	1-4	(1-3) + (3-4)	1.43	1.4	-2.1	»	»
10	1-4	(1-2) + (2-3) + (3-4)	1.43	1.72	+20.3	»	»
11	2-5	(2-4) + (4-5)	1.18	1.62	+37.3	4.49	3.8
12	2-5	(2-3) + (3-4) + (4-5)	1.18	1.79	+51.7	»	»
13	2-5	(2-3) + (3-5)	1.18	1.25	+5.9	»	»
14	1-3	(1-2) + (2-3)	1.17	1.49	+27.4	4.52	3.86
15	2-4	(2-3) + (3-4)	0.8	0.97	+21.2	1.04	1.3
16	3-5	(3-4) + (4-5)	0.83	1.05	+26.5	3.9	4.7
17	1-2	—	0.75	—	—	3.93	5.24
18	2-3	—	0.74	—	—	0.59	0.8
19	3-4	—	0.23	—	—	0.45	1.96
20	4-5	—	0.82	—	—	3.45	4.2

чивающих данный отрезок. ΔU — величина отклонения (в процентах) ΣU от U_{Σ} , положительная, если $\Sigma U > U_{\Sigma}$, и отрицательная, если $\Sigma U < U_{\Sigma}$. Еще раз отметим, что полное равенство ΣU и U_{Σ} должно выполняться только в случае полного совпадения токов проявления особенностей ВАХ отдельных участков пленки.

Проверка сумм показала согласие между ΣU и U_{Σ} . Отклонения во всех случаях невелики, а если имеются, то, как правило, $\Sigma U > U_{\Sigma}$, причем они наиболее высоки, когда суммирование ведется не по двум, а по трем—четырем отрезкам — здесь расхождение в токах проявления отдельных групп проявляется особенно ярко. Среднее отклонение ΣU от U_{Σ} составляет 23 %.

Последние две колонки дают дополнительную информацию об исследуемых участках пленки. l_i здесь обозначает длину соответствующего отрезка, а величина $\frac{l_i 2\Delta}{U_{\Sigma}}$ представляет собой среднее расстояние между ЭДО данного отрезка.

Отметим, что исследуемый образец был приготовлен с областью уменьшенной толщины, которая располагалась на отрезке 2—3. Именно в этом месте (см. таблицу) ЭДО расположены наиболее близко. В области повышенной толщины они зарождаются реже (отрезок 3—4 и комбинированный участок 2—4), так же как и на участках, содержащих края с расширениями до $w \approx 1$ см. Ток, соответствующий проявлению пика производной, мал для возбуждения всех слабых связей. Этот факт подтверждается появлением двух далеко разнесенных максимумов dI/dU на ВАХ всей пленки, записанной в большем масштабе по напряжению (см. вставку к рис. 1).

Полученные данные подтверждают предположение о том, что максимумы $dI/dU(U)$ участков пленки возникают из-за щелевых особенностей ВАХ ЭДО.

2. Теоретическое описание

Одним из основных результатов эксперимента является определение величины $\frac{l_i 2\Delta}{U_{\Sigma}}$ расстояния между соседними ЭДО. Обнаружено, что она

находится в соответствии с межзеренным расстоянием \bar{a} , полученным из анализа электронно-микроскопических фотографий (типичное его значение составляет 10^{-4} см). Это говорит о реальности первоначального условия $\bar{a} \sim \lambda$, использованного при выработке представления об элементарном диссипативном образовании.

Подтверждением полученным результатам могут служить расчеты, выполненные в соответствии с теорией Иоффе—Ларкина [5], показавшей хорошее согласие с экспериментом на величине критического тока ($j_c \sim 10^8$ А/см²). В рамках этой модели глубина проникновения магнитного поля одного порядка с \bar{a} .

Наконец, перейдем к описанию гранулированной системы в резистивном состоянии. Для этого представим сверхпроводящую гранулированную пленку в виде имеющих небольшой разброс параметров последовательно соединенных участков с ЭДО.

Если разброс можно описать функцией распределения ЭДО по их критическим токам $n(I_c)$ предположив, что для всего конгломерата линий остальные параметры мало отличаются друг от друга, то для того чтобы промоделировать данную ситуацию, необходимо знать форму диссипативного участка характеристики одного ЭДО.

На рис. 2 изображена ВАХ единичного ЭДО. Его выделение производилось созданием локального участка пониженной толщины в массивной

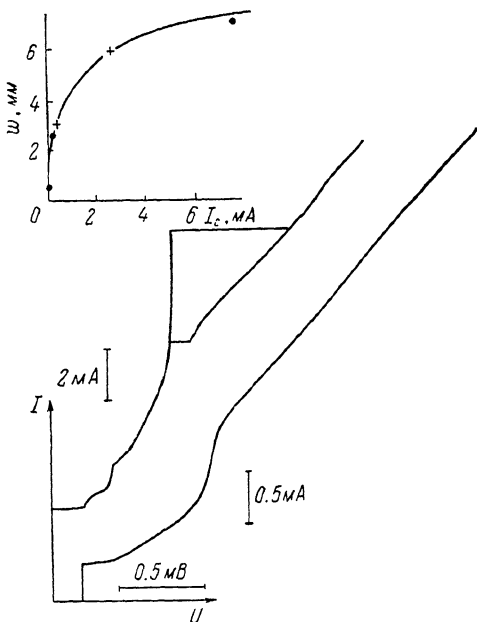


Рис. 2. ВАХ единичного ЭДО при различных значениях ширины $w_1 = 0.72$ и $w_2 = 0.26$ см.

На вставке изображена зависимость от w критического тока образца.

пленке. Значение толщины в месте возникновения ЭДО совпадало с d исследуемых образцов. Видно, что ВАХ ЭДО может быть приближенно описана ступенькой, в которой высота нижнего вертикального участка равна I_c , в верхнего — амплитуде щелевой особенности ΔI . После него начинается линейный отрезок с наклоном, соответствующим нормальному сопротивлению выделенного участка пленки R .

Для всего образца в целом при этом можно записать

$$U(I) = \frac{2\Delta}{e} \int_0^I n(I_c) dI_c + R\theta(I - \Delta I) \int_0^{I - \Delta I} (I - I_c - \Delta I) n(I_c) dI_c, \quad (1)$$

где первый член — площадь под кривой функции распределения на плоскости $n(I_c)$ — учитывает вклад в напряжение от щелевых особенностей, а второй, не равный нулю, только при $I > \Delta I$ от резистивных участков.

Проверим, насколько в реальном случае напряжению U_c , при котором проявляется максимум dI/dU , отвечает величина $\frac{2\Delta}{e} n$. Если функция распределения ЭДО по их критическим токам имеет ненулевую ширину, то необходимо рассматривать две возможные ситуации: а) ширина функции распределения δI меньше амплитуды щелевой особенности ΔI ($\alpha = \Delta I / \delta I > 1$) и б) $\alpha < 1$.

Первоначальное предположение о δ -образной форме распределения является частным случаем ситуации а) $\alpha \gg 1$. Уменьшение жесткости

условия ($\alpha > 1$) приводит лишь к размазыванию пика dI/dU , но напряжение, которому он соответствует, будет по-прежнему состоять только из вклада от щелевых особенностей всех ЭДО.

Ситуация меняется при переходе величиной α значения 1. В этом случае при токах δI , когда должны проявиться все ЭДО системы, существует не связанный с щелевой особенностью добавочный «омический» вклад в напряжение от резистивных участков тех ЭДО, которые имеют критические токи в области $0 \div \delta I - \Delta I$ (для удобства предположим, что $n(I_c)$ начинается с нуля I_c).

Становится непонятным, имеет ли ВАХ пленки с таким ансамблем ЭДО, вообще особенность в виде максимума dI/dU . Для того чтобы это выяснить, представим функцию распределения в виде полупериода синуса. Если

$$n(I_c) = \begin{cases} \pi N \sin\left(\pi \frac{I_c}{\delta I}\right), & 0 < I_c < \delta I, \\ 0, & I_c > \delta I, \end{cases}$$

тогда

$$U(I) = \begin{cases} N \frac{\Delta}{e} \left(1 - \cos \frac{\pi I}{\delta I}\right) + \frac{NR\delta I}{2\pi} \theta(I - \Delta I) \times \\ \times \left\{ \pi \frac{I - \Delta I}{\delta I} - \sin\left(\pi \frac{I - \Delta I}{\delta I}\right) \right\}, & I < \delta I, \\ N \frac{2\Delta}{e} + \theta(I - \Delta I) \frac{NR\delta I}{2\pi} \left\{ \pi \frac{I - \Delta I}{\delta I} - \sin \pi \frac{I - \Delta I}{\delta I} \right\}, & \delta I < I < \delta I + \Delta I, \\ N \frac{2\Delta}{e} + NR \left(I - \Delta I + \frac{\delta I}{2} \right), & I \geq \delta I + \Delta I. \end{cases} \quad (2)$$

Исследуем данную характеристику на экстремумы

$$\frac{dU}{dI}(I) = \begin{cases} \frac{\pi N}{2e\delta I} \sin\left(\frac{\pi I}{\delta I}\right) 2\Delta + \frac{NR}{2} \theta(I - \Delta I) \left\{ 1 - \cos\left(\pi \frac{I - \Delta I}{\delta I}\right) \right\}, & I < \delta I, \\ \frac{NR}{2} \theta(I - \Delta I) \left\{ 1 - \cos\left(\pi \frac{I - \Delta I}{\delta I}\right) \right\}, & \delta I < I < \delta I + \Delta I, \\ NR, & I \geq \delta I + \Delta I. \end{cases} \quad (3)$$

Согласно уравнению (3), dU/dI при значениях тока $I < \delta I$, ΔI пропорционально функции распределения $n(I_c)$. Из рис. 1 видно, что экспериментальная форма производной $dI/dU(U)$ (обратная к $dU/dI(I(U))$) при $I < I_c + \Delta I = 2$ мА близка к выбранной синусоидальной (ΔI в данном образце составляет 1.5 мА).

Продифференцировав уравнение (3) еще раз, получаем, что при $I = \delta I/2$ dU/dI имеет максимум¹ (или $dI/dU(U)|_{\delta I/2}$ минимум), связанный с тем, что функция распределения при этом значении достигает наибольшей величины. Имеется также подозрительная на экстремум точка при $I = \delta I$.

Анализ показывает, что вторая производная в этом месте имеет скачок, который проходит через нулевое значение. Этот скачок не соответствует минимуму dU/dI (максимуму $dI/dU(U(I))$) только потому, что сама функция в виде полупериода синуса резкая и не имеет хвостов распределения. Любая реальная плавная функция распределения $n(I_c)$ должна давать перегиб на ВАХ при включении всех ЭДО в системе.

Таким образом, показано, что максимум dI/dU должен проявляться и в случае $\alpha < 1$. По нему, в частности, также можно определить величину расстояния между отдельными ЭДО. Необходимо только оценить сдвиг напряжения, который дает второй член в выражении (1).

¹ Это имеет место лишь при условии достаточной однородности пленки, когда $\delta I/2 < \Delta I$.

Решим данную задачу для конкретного образца. Как следует из уравнения (1), для этого необходимо знать разброс критических токов ЭДО в пленке δI , амплитуду щелевой особенности из ВАХ ΔI и нормальное сопротивление R_N .

Чтобы определить эти параметры, из исследованных ранее ЭДО надо выбрать такие, которые имели бы толщину участка их зарождения, равную d исследуемого образца. Так как такой участок создавался с помощью эффекта «тени», обеспечивающего малость его линейных размеров [3, 4] (его длина вдоль пленки по порядку величины должна соответствовать размеру гранул, что составляет $l' \sim 10^{-4}$ см), то точное ее измерение прямым способом не представляется возможным.

Толщина оценивалась исходя из корреляции между ρ и d , имеющей место в гранулированных системах из-за изменения с толщиной площади проводящих каналов и прозрачности окисных межзеренных участков. Так как для участка исследуемой пленки с единичным ЭДО, имеющего толщину $d \approx 10^{-5}$ см, величина удельного сопротивления составляет $\rho \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Ом·см, то, полагая $l' = 10^{-4}$ см, из соотношения $\rho = R w / l'$ получим, что он должен иметь $R w = 0.05$ Ом·см.

Наиболее близкий параметр $R w$ к данному значению имел образец с выделенным ЭДО, для которого $R = 0.09$ Ом, $w = 0.72$ см. Эта пленка несколько раз подрезалась по ширине. Ее ВАХ при $w = 0.72$ и 0.25 см изображены на рис. 2, зависимость его I_c от ширины показана на вставке к этому рисунку (значения даны точками на графике). Там же показаны данные для еще одного образца с близкими характеристиками (кресты на зависимости).

Необходимо отметить, что показатель степени зависимости $I_c \sim w^\gamma$ равнялся $\gamma = 2.75$ в отличие от теоретического значения $\gamma = 0.5$ для сплошных пленок [6]. Более сильная зависимость связана с тем, что в тонких гранулированных пленках, где сказываются эффекты локализации носителей тока, протекательные пути в бездиссипативном состоянии не являются прямыми и их количество должно изменяться с шириной резко, сильнее, чем для сплошных широких пленок.

Эксперименты с подрезанием пленки показали, что хотя амплитуда ΔI и критический ток I_c с изменением w меняются, но их отношение остается почти неизменным. Для образца, ВАХ которого изображена на рис. 2, оно равняется 3.

Ширина исследуемой пленки с коллективом ЭДО составляла 3.4 мм, поэтому из измеренной зависимости $I_c(w)$ получаем, что ее I_c должно быть равно 0.5 мА, что близко к значению, полученному в эксперименте (рис. 1). Соответственно искомая амплитуда $\Delta I \approx 1.5$ мА.

Значение R_N определим из зависимости сопротивления от ширины. Так как в исследованной области значений w от 0.3 до 1 см она была близка к обычной для нормальных металлов $R_N \sim 1/w$, имеем $R_N \approx \approx 0.1$ Ом.

Эксперимент также показал, что у образцов, имеющих критические токи, отличающиеся на единицы миллиампер, амплитуды щелевой особенности близки друг к другу. Это подтверждает справедливость условия постоянства ΔI , использованного при проведении теоретических расчетов.

Осталось только найти значение ширины функции распределения. Как было показано выше, в случае ее симметричности $\delta I/2$ определяется по положению минимума производной dI/dU (без учета критического тока). Из рис. 1 видно, что она составляет 1.25 мА.

Отсюда следует, в частности, что в эксперименте образец действительно имеет $\delta I/2 < \Delta I < \delta I$, а это значит, что самое первое предположение о δ -образном виде функции распределения далеко от истинного. Однако, подставляя все полученные значения в (2), обнаруживаем, что второй член в этом выражении дает вклад, на два порядка меньший, чем первый.

Таким образом, показано, что при наличии системы невзаимодействующих ЭДО правило сумм должно выполняться довольно точно, что

и было подтверждено экспериментами на индиевых пленках с несколькими потенциальными выводами.

В заключение рассмотрим влияние тепловых эффектов на ВАХ гранулированной пленки. Как показали эксперименты с единичными ЭДО, оно становится заметным при толщине пленок выше 1000 Å. Это проявляется в отклонении величины щелевого напряжения сверхпроводника от его теоретического значения.

На рис. 3 приведены результаты следующего эксперимента. На одной и той же пленке создавались два участка с ЭДО, критические токи которых отличались на 3 порядка. Зависимость $\Delta(T)$ для участка с ЭДО меньшей толщины ($d < 1000$ Å), где эффект перегрева практически не сказывается (рис. 3, кривая I) использовалась в качестве калибровочной для опреде-

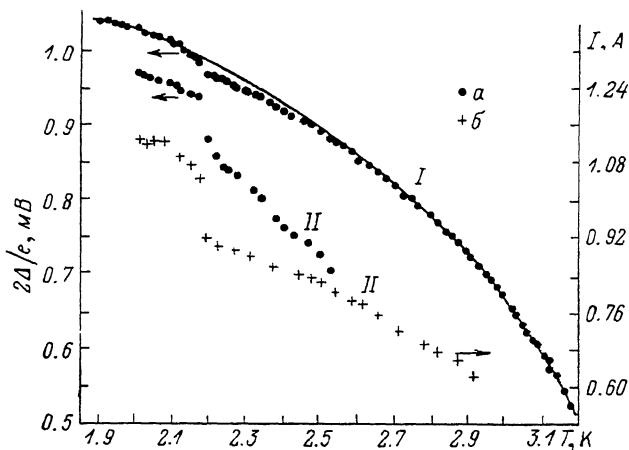


Рис. 3. Температурные зависимости щелевого напряжения (а) и соответствующего максимуму $dI/dU(U)$ тока (б) двух ЭДО, созданных на участках разной толщины.

ления температуры на втором участке. Из рис. 3 следует, что перегрев участка с ЭДО большей толщины при $U_0 = 2\Delta/e$ мало меняется с температурой термостата и составляет около 0.4 К.

Тот факт, что при таких перегревах тепловыделение сконцентрировано на малом участке $\sim 10^{-4}$ см (если проявляется особенность $2\Delta/e$, значит диссипативный участок локализован), говорит о тепловой устойчивости описываемых диссипативных образований. А это значит, что подход к гранулированной пленке как совокупности фиксированных строчек вихрей, предложенный в данной работе, справедлив и для значительных толщин образцов, в которых более существенно влияние тепла на движение топологических вихрей.

В заключение отметим, что при описании гранулированных пленок их можно рассматривать как набор практически независимых последовательно расположенных участков, включающих в себя два ряда гранул и являющихся элементарными объектами падения напряжения, что по сути дела сводит анализ всей пленки к рассмотрению одного ЭДО.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лизарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
- [2] Дьяченко А. И. Вихри в джозефсоновских средах. Препринт ДонФТИ АН УССР, 1984, № 84—2 (77). 64 с.
- [3] Асадов А. К., Михеенко П. Н. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 86—92.
- [4] Асадов А. К., Михеенко П. Н. ФТТ, 1986, т. 28, № 12, с. 3699—3708.
- [5] Иоффе Л. Б., Ларкин А. И. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 2, с. 707—718.
- [6] Иванченко Ю. М., Хирный В. Ф., Михеенко П. Н. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 3, с. 952—967.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
2 октября 1987 г.
В окончательной редакции
11 января 1988 г.