

зования и фокусировки боковой отраженной волны в жидкости. Предложен метод усиления боковых волн за счет выбора формы отражающей поверхности. Обнаружены граничные «пуассоновы» волны, образующиеся в жидкости вблизи границы с твердым стержнем при распространении в нем ударной волны.

Авторы глубоко признательны Н. К. Кроль за большую помощь при построении аксонометрических изображений поверхностей $r(\varphi, \theta)$ (4).

Литература

- [1] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М., Сокуринская Е. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 19. С. 1153—1158.
- [2] Давыдов А. Е., Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Этинберг М. И. // А. с. 1179744. БИ. 1986. № 11.
- [3] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
- [4] Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Самсонов А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 310—313.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А. П. Виноградов, А. В. Гольденштейн, А. К. Сарычев

В данной работе рассматриваются свойства неупорядоченных смесей, состоящих из проводящих и непроводящих частиц. С уменьшением концентрации P проводящих включений проводимость такой системы уменьшается и обращается в ноль при достижении некоторой концентрации P_c , называемой порогом протекания. Композитные системы, в которых наблюдается порог протекания, мы будем называть перколяционными системами. Вблизи P_c перколяционные системы обладают рядом аномальных свойств [1, 2], например диэлектрическая проницаемость обращается в бесконечность [3]. Однако получение перколяционных систем вблизи порога протекания представляет собой сложную экспериментальную задачу, поскольку небольшие ошибки в концентрации радикально изменяют свойства системы.

В данной работе рассматривается возможность управления концентрацией проводящих частиц в системе путем воздействия на систему сильного постоянного электрического поля. Ожидается, что под воздействием протекающего в системе тока часть проводящих частиц может разрушиться — перегореть как предохранители. Полученная таким образом система должна находиться ближе к порогу протекания, чем исходная. Увеличивая внешнее поле E , можно надеяться получить систему, сколь угодно близкую к P_c .

Целью данной работы является моделирование на ЭВМ процесса разрушения перколяционной системы под действием внешнего поля E . Заметим, что в перколяционной системе ток течет не по всем частицам, а только по части проводящих частиц, которые образуют каналы протекания. Совокупность всех каналов протекания называется скелетом бесконечного кластера (СБК) [1, 4]. По мере приближения к порогу протекания сетка каналов протекания становится все более разреженной, и при $P=P_c$ она полностью разрушается. Характерный размер ячейки ξ , так называемая корреляционная длина, ведет себя как $(P-P_c)^{-\nu}$, где $\nu=0.88$ [5]. Случайная структура каналов протекания приводит к неоднородному распределению токов в системе и вызывает неоднородный нагрев ее.

¹ Совокупность связанных между собой частиц (проводящих), пронизывающая весь объем перколяционной системы, называется бесконечным кластером (БК). Часть БК, которую нельзя отделить, убрав одну частицу (двухсвязанный компонент), называется каналами протекания или скелетом БК [1, 4].

Предположим далее, что, когда ток в канале протекания превысит некоторые критические значения $I_{пр}$, температура канала станет столь велика, что он разрушится (например, расплавится). В результате разрушения канала в системе происходит перераспределение токов, и возможно, что в других местах потекут токи $I \geq I_{пр}$, и произойдет разрушение и этих каналов. Этот процесс повторяется до тех пор, пока все токи в системе не станут меньше $I_{пр}$. Очевидно, что проводимость нового состояния смеси будет меньше, чем у исходного. Увеличение приложенного напряжения приведет к тому, что в каком-то канале ток превысит значение $I_{пр}$, и снова произойдет прожог части каналов. При дальнейшем увеличении приложенного напряжения наступит момент, когда все каналы протекания будут разрушены и эффективная проводимость системы обратится в нуль.

В настоящей работе исследуется зависимость эффективных параметров системы от напряженности «пережигающего» поля E . Особое внимание уделяется анализу изменения структуры каналов протекания в процессе прожoga. В частности, рассматривается вопрос об эквивалентности двух способов воздействия на перколяционные системы: уменьшения концентрации проводящих частиц и прожoga.

Для исследования процесса прожoga был поставлен численный эксперимент. В качестве модели рассматривалась кубическая решетка размера L , состоящая из случайным образом распределенных проводящих и непроводящих связей. На решетку накладывались периодические граничные условия. К этой системе прикладывалось внешнее поле E и решались уравнения Кирхгофа, которые можно записать в следующей форме:

$$\sum_j \sigma_{ij} (\varphi_i - \varphi_j - E_{ij}) = 0, \quad (1)$$

где σ_{ij} — проводимость ребра между i -тым и j -ным узлами решетки, она принимает значение единицы с вероятностью P и нуль с вероятностью $1-P$; φ_i — значение потенциала в i -том узле решетки; E_{ij} — проекция внешнего поля E на ребро решетки, соединяющее i -тый и j -ный узлы. Суммирование в (1) идет по всем узлам, которые являются ближайшими соседями узла i . Дополнительное условие $\sum_i \varphi_i = 0$ обеспечивало единственность решения системы (1).

Уравнения решались методом верхней релаксации по Чебышеву [6]. Найдя потенциалы φ_i , мы вычисляли токи

$$I_{ij} = \sigma_{ij} (\varphi_j - \varphi_i + E_{ij}) \quad (2)$$

и находили эффективную проводимость системы

$$\sigma_{\text{off}}(E) = \sum I_{ij}^2(E) / L^3 E^2.$$

После этого в системе выделялась связь, по которой протекает максимальный ток J_{max} . Не теряя общности, можно предположить, что проводящее ребро решетки прогорает, когда по нему протекает ток $I_{пр}$, равный 1. Тогда, зная I_{max} , можно определить величину поля $E_{пр}$, при которой прогорит связь с током I_{max}

$$E_{пр} = |E| / I_{\text{max}} \quad (3)$$

(в расчетах использовалось $E=1$).

После разрыва связи с током I_{max} в результате перераспределения токов в системе могли появиться токи $I > I_{\text{max}}$. Поэтому снова решались уравнения Кирхгофа и вычислялись токи в системе. Связи, по которым протекают токи $I > I_{\text{max}}$, разрывались и т. д. В результате такой процедуры общая проводимость системы понижалась и наступал момент, когда все токи в системе становились меньше I_{max} . В этой новой системе снова выбирался максимальный ток I'_{max} , определялось новое значение поля прожoga $E'_{пр} = E / I'_{\text{max}}$ и повторялась описанная выше процедура. В конце концов на решетке прожигались все каналы протекания вдоль поля.

Заметим, что, на первый взгляд, более естественным кажется постановка численного эксперимента, при которой величина $E_{пр}$ увеличивается с постоянным шагом ΔE . Однако при любой конечной величине ΔE последовательность перегорания связей зависит от самой величины ΔE . Например, в конфигурации каналов протекания, изображенной на рис. 1, а, при малых значениях ΔE сначала перегорит участок ab , а затем участок ac . Очевидно, что можно выбрать ΔE и так, что сразу перегорят и участок ab , и участки ad , ae . Таким образом, только предложенный выше алгоритм позволяет корректно поставить численный эксперимент. В ходе численного эксперимента были исследованы системы размером $L=20, 40$ и 50

при концентрации проводящих связей $P=0.27$ и размером $L=20$ при $P=0.32$ (порог протекания на кубической решетке $P_c=0.2492$ [7]). Было исследовано поведение величины $\sigma_{\text{eff}}(E_{\text{пр}})$ и плотности $B(E_{\text{пр}})$ каналов протекания в зависимости от величины поля прожога $E_{\text{пр}}$. Результаты численных расчетов приведены на рис. 2. В системе размером $L=20$ было изучено 120 различных реализаций системы, в системе $L=40-35$ реализаций и при $L=50-27$ реализаций. Полученное в эксперименте поведение плотности каналов протекания в процессе прожога было несколько неожиданным. Оказалось, что по мере увеличения величины $E_{\text{пр}}$ плотность $B(E_{\text{пр}})$ каналов практически не меняется вплоть до некоторого значения $E_{\text{пр}}=E_*(P)$, начиная с которого величина $B(E_{\text{пр}})$ быстро уменьшалась. В системах размером $L=40$ и 50 при $P=0.27$ и в системе $L=20$ при $P=0.32$ изменение $B(E_{\text{пр}})$ носило почти ступенчатый характер. Величина $E_*(P)$ в системах $L=40$ и 50 при $P=0.27$ практически перестает зависеть от размера системы. В отличие от $B(E_{\text{пр}})$ удельная эффективная проводимость $\sigma_{\text{eff}}(E_{\text{пр}})$ уменьшается во всем диапазоне изменения поля прожога. При этом, если $E_{\text{пр}} > E_*$, характер уменьшения проводимости становится более резким. Изменение поведения удельной про-

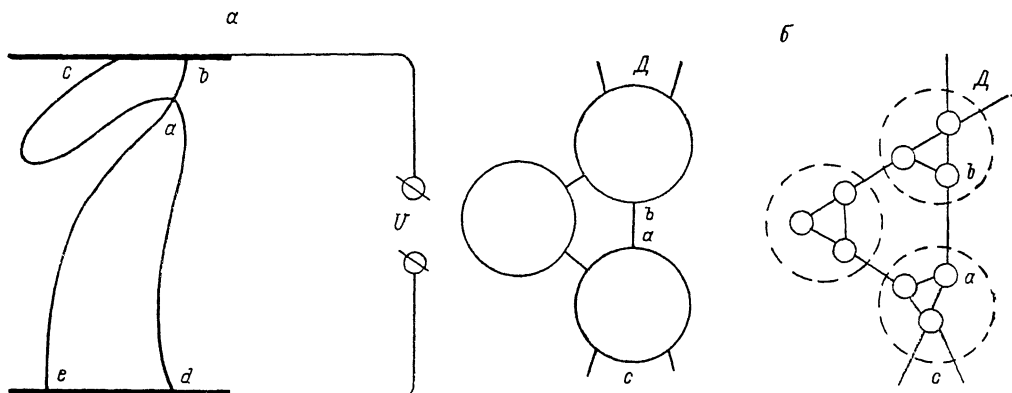


Рис. 1. Возможные конфигурации каналов протекания.

димости $\sigma_{\text{eff}}(E_{\text{пр}})$ в зависимости от размера системы можно проследить на рис. 2. В системе размером $L=20$ при $P=0.27$ свойства плавно изменяются с увеличением поля (без резких перепадов). С увеличением размеров системы все более заметным становится качественное изменение свойств системы при $E_{\text{пр}} > E_*$.

Поведение системы в процессе прожога можно понять на основе принятых на сегодняшний день представлений о структуре проводящих каналов и гипотезы подобия [4, 8, 9]. При концентрации проводящих включений $P > P_c$ структура каналов протекания представляет трехмерную сетку с характерным размером ячейки ξ .

Исходя из представления о каналах протекания как о крупномасштабной квазирегулярной сетке, можно оценить характерную величину поля E_* , при которой каналы разрушаются. Будем считать, что каналы протекания представляют собой регулярную решетку с шагом ξ , тогда проводимость ребер равна $\sigma_{\text{eff}}\xi$. При прожоге такая решетка разрушается скачком, когда $E_{\text{пр}} > E_*(\xi^2 \sigma_{\text{eff}})^{-1} \sim |P - P_c|^{2-\nu}$, где $\nu=1.9-2.0$ [10, 11] — критический индекс проводимости. Таким образом, при приближении к порогу протекания величина E_* возрастает как $E_*(P) \sim |P - P_c|^{-0.2}$, что удовлетворительно согласуется с результатами расчетов для $P=0.27, 0.32$ (рис. 2).

Ступенчатый характер процесса прожога можно понять, если учесть, что на любом масштабе, меньшем корреляционной длины, каналы протекания представляют собой некоторую каплю, состоящую в свою очередь из капель меньших масштабов и т. д. [8]. В процессе прожога в капле может перегореть отдельная проводящая связь (связь $a-e$ на рис. 1, б) таким образом, что канал по капле останется, а количество связей, проводящих ток, изменяется слабо. Проводимость же такой капли (проводимость между точками cd на рис. 1, б) может измениться весьма существенно. Судя по результатам численного эксперимента, именно такая возможность и реализуется в действительности. Ясно, что в первую очередь будут перегорать связи в каплях, имеющих наибольшую проводимость: именно по таким каплям протекает максимальный ток. Таким образом, в процессе прожога перколяционная система на масштабах порядка ξ становится более однородной. В такой квазиоднородной системе процесс прожога может происходить скачком, поскольку разрыв нескольких расположенных рядом капель масштаба ξ — образование «каверны» — приводит к перераспределению тока вследствие

обтекания им каверны. Это в свою очередь вызывает прожог соседних с каверной связей и т. д. Легко понять, что при этом прожог всей системы происходит практически скачком. Ясно также, что с увеличением размера исследуемой системы описанный двухступенчатый меха-

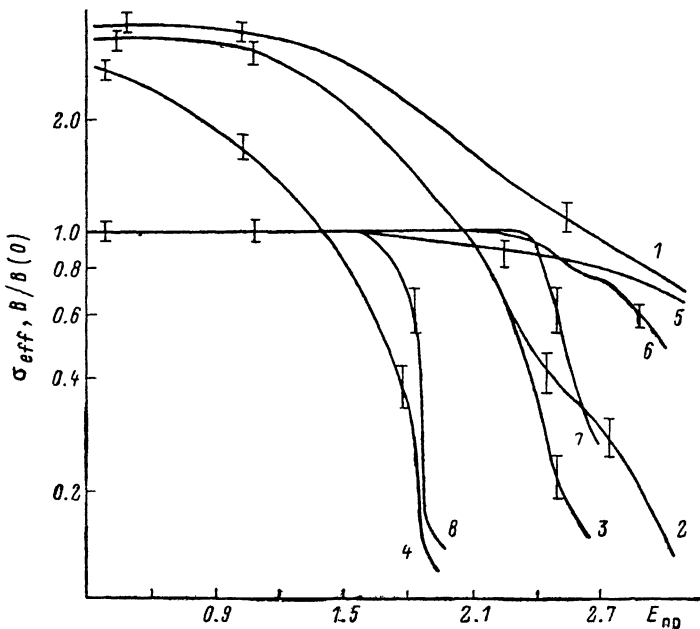


Рис. 2. Зависимости эффективной удельной проводимости и плотности СБК $V(E_{пр})/V(0)$ от напряженности поля прожога $E_{пр}$.

$G_{eff} \cdot 10^3$ при $P=0.27$ в системе $L=20$ (1), 40 (2), 50 (3), $G_{eff} \cdot 10^2$ при $P=0.32$ в системе $L=20$ (4).
 $V(E_{пр})/V(0)$ при $P=0.27$ в системе $L=20$ (5), 40 (6), 50 (7) и при $P=0.32$ в системе $L=20$ (8).

низм прожога проявляется все более отчетливо. Экспериментально прожог удобно наблюдать в материале с проводящими включениями, имеющими форму сильно вытянутых эллипсоидов. В такой системе каналы протекания образуются при очень низкой концентрации проводящих включений [12, 13], и их тепловым взаимодействием можно пренебречь, что соответствует модели, рассмотренной в работе. Прожигая такой материал, можно управлять его проводимостью и диэлектрической проницаемостью. В частности, можно ожидать, что методом прожога можно получать системы, обладающие более низким тангенсом угла диэлектрических потерь, чем обычные смеси.

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Лагарькову и Б. П. Перегуду за полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, с. 126—183.
- [2] De Gennes P. G. Scaling concepts in Polymer Physics. Ithaca: Cornell University Press, 1979, p. 71—84.
- [3] Виноградов А. П., Каримов А. М., Кунавин А. Т. и др. ДАН, 1984, т. 275, № 3, с. 590—592.
- [4] Скал А. С., Шкловский Б. И. ФТП, 1974, т. 8, с. 1586—1591.
- [5] Heermann D. W., Stauffer D. Z. Phys., 1981, v. B44, N 4, p. 339—343.
- [6] Varga R. S. Matrix iterative analysis. New Jersey: Prentice Hall, 1962, p. 164—170.
- [7] Wilke S. Phys. Lett., 1983, v. 96A, N 5, p. 344—347.
- [8] Виноградов А. П., Сарычев А. К. ЖЭТФ, 1985, т. 85, № 9, с. 1144—1152.
- [9] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1983, с. 147—184.
- [10] Sarychev A. K., Vinogradov A. P., Karimov A. M. J. Phys., 1985, v. C18, N 4, p. L105—108.
- [11] Sahimi M., Huges B. D., Scriven L. E., Davis H. T. J. Phys., 1983, v. C16, N 11, p. L521—523.
- [12] Balberd L., Binensbaum N. Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 9, p. 1465—1468.
- [13] Zuev C. A., Сидоренко А. Ф. ТМФ, 1985, т. 62, № 7, с. 76—79.