

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(21—22 января 1981 г.)

21 и 22 января 1981 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

*21 января*

1. В. Л. Покровский. Фазовые переходы и солитоны в двумерных кристаллах.
2. Ю. С. Ведула, В. К. Медведев, А. Г. Наумов, А. Г. Федорус. Экспериментальное исследование двумерных кристаллов.

*22 января*

3. Л. Б. Окунь. Современное состояние и перспективы физики высоких энергий (общий обзор).

Краткое содержание докладов, прочитанных 21 января, приводится ниже; доклад Л. Б. Окуня опубликован в виде обзора в УФН (1981, т. 134, вып. 1, с. 3).

536.76:548(048)

**В. Л. Покровский.** Фазовые переходы и солитоны в двумерных кристаллах. Благодаря успехам пленочной технологии двумерные кристаллы (ДК) сейчас являются объектом физического эксперимента. Здесь будут рассмотрены ДК, выращенные на периодической подложке. К ним относятся субмонослой адсорбированных атомов <sup>1-3</sup>, двумерные волны зарядовой плотности в халькогенидах переходных металлов <sup>4</sup>, абрикосовская решетка вихрей в гофрированной сверхпроводящей пленке, помещенной в поперечное магнитное поле <sup>5</sup>. При небольшой модификации эксперимента к таким системам можно отнести и вигнеровский кристалл электронов на поверхности жидкого гелия <sup>6</sup>.

Во всех изученных случаях в ДК на периодической подложке была обнаружена несоизмеримая фаза, представляющая особый интерес <sup>1,2,4,7</sup>. Теория <sup>8,9</sup> показывает, что лишние атомы или дырки по отношению к соизмеримой фазе распределены неравномерно, а концентрируются вблизи некоторых линий, которые мы называем солитонными линиями или просто солитонами. В одномерной модели существование солитонов было впервые доказано в работе <sup>9</sup>. В простейшей модели <sup>10</sup> адатомы рассматриваются как частицы, соединенные пружинами одинаковой длины, а подложка — как неэвклидовый периодический рельеф. Энергия единицы длины солитона  $e_s$  зависит от начальной несоизмеримости  $\delta = (a - a_0)/a_0$ , где  $a$  — длина нерастянутой пружины и  $a_0$  — период потенциала. Очевидно, при  $\delta = 0$  энергия солитона  $e_s^0$  положительна. При произвольном  $\delta$   $e_s = e_s^0 - C\delta$ , где  $C$  — положительная постоянная. При критическом значении  $\delta_c = e_s^0/C$  рождение солитонов становится энергетически выгодным. Это и есть переход в несоизмеримую фазу (С—Н-переход). Дальнейшее размножение солитонов приостанавливается из-за их взаимного отталкивания. Чем меньше  $\delta - \delta_c$ , тем больше расстояние между солитонами.

Предсказываемая теорией <sup>6,8</sup> солитонная сверхструктура была обнаружена в структурных измерениях <sup>11-13</sup>. В согласии с теорией <sup>6</sup> сверхструктура оказывается одномерной, когда подложка анизотропна <sup>11, 13</sup>. Для изотропных подложек (правильных треугольных решеток) строгой теории нет. Дискретная решетка действует на солитон как периодическое поле. Прикрепление солитона к решетке приводит к ряду физических следствий <sup>14</sup>. С—Н-переход расщепляется на два. Покуда средняя плотность солитонов мала, взаимодействие между солитонами слабее энергии прикрепления. В этой фазе солитоны жестко закреплены. С ростом  $\delta - \delta_c$  достигается такая плотность солитонов, при которой их взаимодействие становится равным, а затем превосходит энергию прикрепления. Солитонам выгодно образовать периодическую сверхструктуру. Последняя может двигаться как целое, не меняя энергии <sup>15, 16</sup>. В общем случае можно ожидать резкого изменения кинетических коэффициентов. В фазе с незакрепленными солитонами имеется добавочные квазиакустические ветви колебаний. Существование таких фононных ветвей доказано А. Г. Наумовцом и А. Г. Федорусом <sup>17</sup>, измерившими фактор Дебая—Валлера ДК.

Термодинамика солитонной системы в ДК была построена в работе <sup>6</sup>. Фазовая диаграмма состоит из перемежающихся областей соизмеримых и несоизмеримых фаз. Для каждой соизмеримой фазы существует критическая температура  $T_c$ , выше которой такая фаза абсолютно неустойчива. Для соизмеримости 1 : 1 эта температура порядка энергии взаимодействия атомов. Для других типов соизмеримости она падает по закону  $N^{-2}$ , где  $N$  — число атомов в элементарной ячейке для данного типа соизмеримости. Несовизмеримая фаза обладает свойствами свободного ДК <sup>18, 19</sup>. В ней можно наблюдать (в принципе) дислокационное плавление <sup>20, 21</sup>.

В квантовых и тепловых движениях солитоны имеют свойства ферми-частиц <sup>6, 22</sup>. Включение энергии ферми-заполнения существенно меняет свойства системы вблизи линии С—Н-перехода. Смещение Брэгговских рефлексов, согласно <sup>6</sup>, пропорционально  $(T - T_c)^{1/2}$  (или  $\sqrt{\delta - \delta_c}$ ), а не  $[\ln(\delta - \delta_c)]^{-1}$ , как было в классической теории <sup>9</sup>. Данные недавнего эксперимента <sup>13</sup> (атомы Хе, адсорбированные анизотропной поверхностью меди 110) согласуются с законом  $\sqrt{\delta - \delta_c}$ . В случае изотропной поверхности (криптон на графите) эксперимент <sup>7, 12</sup> хорошо описывается законом  $(\delta - \delta_c)^{1/3}$ , не объясненным теоретически.

Кинетика ДК определяется числом и подвижностью солитонов. Так резкие изменения коэффициента диффузии, обнаруженные экспериментально в работах <sup>23</sup>, при значениях концентрации, близких к простым рациональным точкам, можно качественно истолковать, рассматривая солитоны как носители массы.

Если к частицам соизмеримой фазы приложить внешнюю силу  $F$ , то при некотором ее критическом значении  $F_c$  соизмеримая фаза становится неустойчивой. В случае отталкивания неустойчивость возникает раньше всего на границе, где силы, действующие со стороны других атомов на данный, не уравновешивают друг друга. На границе возникает солитон, входящий в систему и переносящий массу, заряд и пр. <sup>24</sup>. Именно таков механизм критического тока в сверхпроводнике (роль силы  $F$  играет сила Лоренца). Этот механизм позволяет объяснить наблюдаемую в эксперименте <sup>5</sup> форму пиков критического тока как функции магнитного поля.

Если сила превосходит  $F_c$ , граница становится источником солитонов, периодически выпускающим их в систему. Возникает динамическая солитонная сверхструктура. Она определяет вольт-амперную характеристику, нестационарный эффект Джозефсона, корреляционные динамические свойства.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Большов Л. А., Напартович А. П., Наумовец А. Г., Федорус А. Г.—УФН, 1977, т. 122, с. 125.
2. Nielssen M., Ellenson W. D., Mc Tague J. P.—In: Neutron Inelastic Scattering.—Vienna: IAEA, 1978.
3. Dash J. G.—Phys. Rept., 1978, v. 38, p. 177.
4. Wilson J. A., Di Salvo F. J., Mahajan S.—Adv. Phys., 1975, v. 24, p. 117.
5. Daldini O., Martinoli P., Olsen T. L., Berner G.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 218.
6. Покровский В. Л., Талапов А. Л.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 65; ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 269.
7. Chinn M. D., Fain S. C.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 146.  
Fain S. C., Chinn M. D., Diehl R. D.—Phys. Rev. Ser. B, 1980, v. 21, p. 4170.
8. Bak P., Mukamel D., Villain J., Wentowska K.—Ibid., 1979, v. 19, p. 1610.
9. Frank F. C., Van-der-Merwe J. H.—Proc. Roy. Soc., 1949, v. 198, p. 205.
10. Френкель Я. И., Конторова Т. М.—ЖЭТФ, 1938, т. 8, с. 1340.

11. Conrad H., Ertl G., Küppers J. *Surface Sci.*, 1978, v. 76, p. 323.  
Ertl G., Neumann M., Streit K. M.— *Ibid.*, 1977, v. 64, p. 393.
12. Stephens P. W., Heiney P., Birgeneau R. J., Horn P. M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 47.
13. Jaubert M., Glashant A., Bienfait M., Boato G.— Preprint — 1980.
14. Pokrovsky V. L.— *J. de Phys.*, 1981, v. 42, p. 761.
15. Pokrovsky V. L.— *Sol. State Comm.*, 1978, v. 26, p. 77.
16. Aubry S.— In: *Solitons and Condensed Matter Physics*/Ed. A. R. Bishop, T. Schneider.— London-Heidelberg; New York, Springer Verlag, 1979.
17. Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— *ЖЭТФ*, 1977, т. 73, с. 1085.
18. Mermin N. D.— *Phys. Rev.*, 1968, v. 176, p. 250.
19. Березинский В. Л.— *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, с. 1907; 1971, т. 61, с. 1144.
20. Kosterlitz J. M., Thouless D. J.— *J. Phys. Ser. C*, 1971, v. 6, p. 1181.
21. Halperin B. I., Nelson D. R.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 121.
22. Luther A., Timonen J., Pokrovsky V.— In: *Phase Transitions in Surface Films*/Ed. J. G. Dash, J. Ruvalds — N. Y.; Lnd.; Plenum Press, 1980.
23. Ведула Ю. М., Лобурец А. Т., Наумовец А. Г.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 77, с. 773; Препринт ИФ АН УССР.— Киев, 1980.
24. Бурков С. Е., Покровский В. Л.— Письма *ЖЭТФ*, 1980, т. 32, с. 285.

548(048)

Ю. С. Ведула, В. К. Медведев, А. Г. Наумовец, А. Г. Федорус. Экспериментальное исследование двумерных кристаллов. Атомы или молекулы, адсорбированные на поверхности твердого тела в количестве не более одного монослоя, при достаточно низких температурах могут образовывать двумерные кристаллы. Исследование структуры таких кристаллов и фазовых переходов в них имеет столь же важное значение для понимания физико-химических свойств поверхности, как исследование трехмерной структуры для понимания объемных свойств.

В Институте физики АН УССР выполнен большой цикл работ в этом направлении — в основном, с помощью методов дифракции медленных электронов и контактной разности потенциалов.

Среди исследованных до сих пор адсорбатов наиболее богатую гамму двумерных кристаллов образуют адсорбированные атомы (адатомы) щелочных и щелочноземельных элементов на поверхности кристаллов тугоплавких металлов — вольфрама, молибдена, рения и др. При небольших степенях покрытия поверхности они формируют кельый ряд решеток, элементарные ячейки которых соизмеримы (согласованы) с ячейкой подложки, а при покрытиях, приближающихся к плотному монослою, — несоизмеримые с подложкой решетки<sup>1</sup>. Последние образуются в случае, когда энергия взаимодействия адатомов превышает амплитуду потенциального рельефа подложки. Поскольку адсорбционная связь в указанных системах является сильно полярной, важную роль играет диполь-дипольное отталкивание адатомов. На него накладывается осциллирующее с расстоянием и, в общем случае, анизотропное взаимодействие адатомов через подложку (см., например, 2, 3). Наложение этих взаимодействий и обуславливает большое разнообразие симметрии двумерных кристаллов. На поверхностях с гладким атомным рельефом (плотноупакованные грани кристаллов) образуются относительно «изотропные» решетки адатомов. Симметрия же двумерных решеток на поверхностях с бороздчатым рельефом — например, на гранях (112) вольфрама и молибдена — свидетельствуют о резкой анизотропии взаимодействия адатомов. В этом случае решетки построены из достаточно плотных линейных цепочек адатомов, расположенных регулярно на сравнительно больших расстояниях друг от друга (при малых степенях покрытия наблюдаются расстояния 20—25 Å<sup>3</sup>).

Путем исследования зависимости интенсивности сверхструктурных дифракционных рефлексов от температуры  $I(T)$  получены сведения о процессе плавления двумерных кристаллов. Как показано для большого числа адсорбатов на поверхностях с гладким атомным рельефом, зависимость  $I(T)$  для соизмеримых и несоизмеримых решеток существенно различаются<sup>4</sup>. В первом случае в области низких  $T$  интенсивность практически постоянна, а затем резко падает, что свидетельствует о потере дальнего порядка в пленке при некоторой критической  $T$ ; во втором случае интенсивность плавно уменьшается, начиная с низких  $T$  (рис. 1; кривые 1 и 2). Этот результат согласуется с предсказаниями теории о принципиальном различии спектров колебаний соизмеримых и несоизмеримых двумерных кристаллов<sup>5, 6</sup>. Спектр колебаний соизмеримой пленки имеет щель, граничная частота которой определяется формой потенциальной ямы подложки и взаимодействием адатомов. Благодаря этому в пленке при низких  $T$  существует дальний порядок, разрушаемый при критической температуре. При поте-

ре соизмеримости с подложкой в спектре пленки появляется акустическая ветвь колебаний, что приводит к уменьшению интенсивности сверхструктурных рефлексов за счет эффекта Дебая—Валлера, начиная с самых низких  $T$ <sup>6</sup>. Другим следствием этого является невозможность существования позиционного дальнего порядка в 2-мерной несоизмеримой пленке, которая в этом смысле служит моделью двумерной пленки на идеально гладкой подложке.

Для соизмеримых цепочечных кристаллов на поверхностях с бороздчатым атомным рельефом кривые  $I(T)$  носят более плавный характер, чем для «изотропных» соизмеримых решеток (рис. 1, кривая 3). Этот факт можно объяснить, если учесть, что взаимодействие адатомов в цепочках намного сильнее взаимодействия между цепочками<sup>7</sup>.

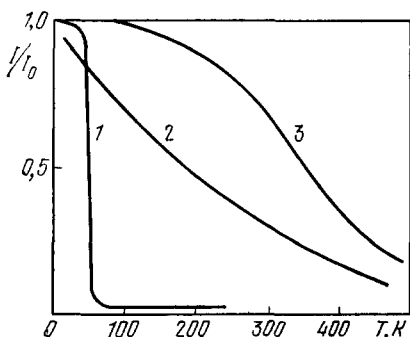


Рис. 1. Температурные зависимости интенсивности сверхструктурных рефлексов.

1 — соизмеримая решетка с  $(3 \times 3)$  Sr на Mo (011); 2 — несоизмеримая решетка Sr на Mo (011); 3 — цепочечная решетка  $p(1 \times 3)$  Mg на Re  $(10\bar{1}0)$ .  $I_0$  — интенсивность рефлексов при  $T \rightarrow 0$ .

Элементарные возбуждения в таких решетках представляют собой сместившиеся из положения равновесия участки цепочек, длина которых может довольно легко изменяться, что приводит к квазинепрерывности спектра. По этой причине зависимости  $I(T)$  для соизмеримых цепочечных решеток занимают по своей форме некоторое промежуточное положение между аналогичными зависимостями для соизмеримых и несоизмеримых «изотропных» решеток.

Благодаря существенному усовершенствованию методики исследования поверхностной диффузии адатомов появилась возможность изучения проявления в диффузионных

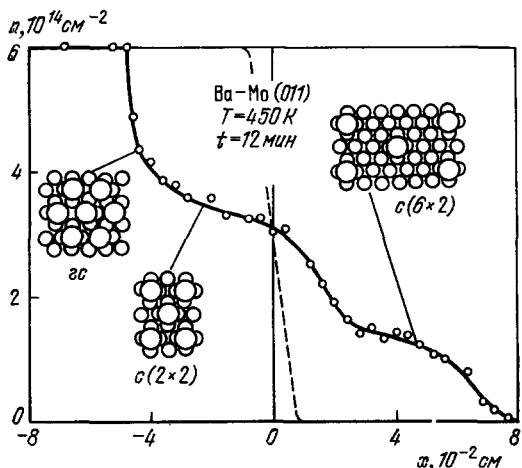


Рис. 2. Распределение концентрации атомов Ва на Mo (011) при диффузии из плотного монослоя.

Штриховая линия — начальное распределение. Показаны модели решеток бария при различных концентрациях (ГС — гексагональная структура).

процессах фазовых переходов в субмонослойных пленках<sup>8</sup>. На диффузионных распределениях обнаруживаются четкие ступеньки, соответствующие различным двумерным решеткам адатомов (рис. 2). Таким образом показано, что осуществляется процесс многофазной («реактивной») поверхностной диффузии. Обнаружено резкое возрастание коэффициента диффузии в области перехода от соизмеримой к несоизмеримой структуре. Теория предсказывает существование в пленке в этом случае локальных областей нарушения соизмеримости в виде решетки солитонов, представляющих собой линейные межузельные конфигурации в соизмеримой решетке<sup>9</sup>. Можно предполагать, что большие коэффициенты диффузии обусловлены высокой подвижностью солитонов. Диффузия исследованных адсорбатов из полислоистых покрытий осуществляется не

за счет механизма «разворачивающегося ковра», как предполагалось ранее (рис. 3, а), а, по-видимому, за счет происходящего в первом слое продвижения солитонов к краю распространяющейся по поверхности двумерной фазы (рис. 3, б).

Самостоятельный интерес представляет разупорядочение двумерных кристаллов при облучении поверхности электронами, т. е. образование в них радиационных дефектов. Результаты опытов показывают, что возможны различные механизмы этого явления. При разупорядочении пленок лития на вольфраме первичным актом является создание

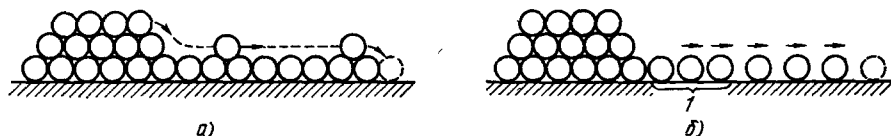


Рис. 3. Возможные механизмы поверхностной диффузии.

а) «Разворачивающийся ковер» (для исследованных систем не реализуется), б) предлагаемый механизм. 1 — межузельная конфигурация (солитон).

падающим электроном вакансии в К-оболочке атома лития<sup>10</sup>. В последние годы было найдено, что в некоторых случаях с ионизации внутренней оболочки может начинаться и процесс электронно-стимулированной десорбции<sup>11</sup>. В отличие от этого разупорядочение пленок водорода на вольфраме происходит даже при рекомбинации с поверхностью электронов тепловых скоростей, т. е. за счет выделения «работы входа» электрона в твердое тело<sup>12</sup>.

ЛИТЕРАТУРА

1. Большов Л. А., Напартович А. П., Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— УФН, 1977, т. 122, с. 125.
2. Ведула Ю. С., Гончар В. В., Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1569.
3. Медведев В. К., Яковкин И. Н.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 321.
4. Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1085.
5. Ying S. C.— Phys. Rev. Ser. B, 1971, v. 3, p. 4160.
6. Rokhovskiy V. L., Uimin G. V.— J. Phys. Ser. C, 1978, v. 11, p. 3535.
7. Медведев В. К., Погорелый В. Н., Якивчук А. И.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 489.
8. Люксютов И. Ф., Медведев В. К., Яковкин И. Н.— ЖЭТФ, 1981.
9. Ведула Ю. С., Лобурец А. Т., Наумовец А. Г.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 773; Препринт Института физики АН УССР № 12.— Киев, 1980.
10. Покровский В. Л., Талапов А. Л.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 289.
11. Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1183.
12. Feibelman P., Knotek M.— Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 6531.
13. Гончар В. В., Канаш О. В., Наумовец А. Г., Федорус А. Г.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 358.

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(25—26 февраля 1981 г.)

25 и 26 февраля 1981 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

25 февраля

1. С. И. Вайнштейн. Динамо магнитного поля в космосе.
2. Г. М. Заславский. Особенности возникновения стохастичности в квантовых системах.

26 февраля

3. Н. Г. Басов, А. Ф. Плотников, В. Н. Селезнев. Электронные процессы в структурах маталл-нитрид кремния-двуокись кремния-полупроводник (МНОП).

4. Н. Г. Басов, А. Б. Кравченко, А. Ф. Плотников, В. Э. Шубин. Самостабилизированный лавинный процесс в структуре металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Лавинные МДП-фотоприемники.

Ниже приводится краткое содержание докладов.

523.038(048)

С. И. Вайнштейн. Динамо магнитного поля в космосе. Вопрос о динамике крупномасштабных магнитных полей (поля межзвездного газа Галактики в целом, звезды в целом) считается в основных чертах решенным. Турбулентное движение проводящего газа приводит к появлению турбулентной диффузии и турбулентной генерации поля. Так объясняют происхождение поля Галактики, звезд, солнечный цикл<sup>1, 2</sup>. Что касается флуктуационных полей ФП (с масштабами порядка размеров межзвездных облаков в Галактике и тонкоструктурных полей на Солнце), то до сих пор не удавалось проанализировать главный вопрос: вызывает или не вызывает турбулентная среда динамо ФП.

Трудность проблемы заключается в том, что турбулентность приводит к двум конкурирующим процессам — усилению поля «запутывание силовых линий» и уменьшению масштаба поля. Причем скорости этих процессов одинаковы по порядку величины. Следовательно, задача должна решаться *точно*, только тогда можно выяснить, есть турбулентное динамо ФП или нет его. Анализ Батчелора<sup>3</sup>, основанный на сходстве уравнений для поля  $H$  и  $\text{rot } v$  ( $v$  — скорость), вызывал большую дискуссию и критику. Дело в том, что физические условия для  $H$  и  $\text{rot } v$  принципиально разные<sup>4</sup>.

До сих пор для выяснения динамики поля в высокопроводящей космической плазме привлекался малый параметр  $\epsilon = \tau v/l$ ,  $\tau$  — время корреляции,  $l$  — масштаб турбулентности,  $v$  — среднеквадратичная скорость. При очень малых  $\tau$  ( $\tau \rightarrow 0$ ) поле  $v$  представляет из себя случайный процесс в виде белого шума (поле  $v$  ничего не «помнит» о своем прошлом значении), а поле  $H$  — марковский процесс. Для такой модели задача о динамике поля решается строго. Для крупномасштабного поля коэффициенты диффузии и генерации определяются в марковской модели с достаточной для астрофизики точностью. В принципе, можно получить уравнение динамики ФП для марковской модели и выяснить, есть динамо или нет его. Но это вовсе не будет значить, что ответ имеет отношение к реальной турбулентности. Дело в том, что в реальном случае  $\epsilon \approx 1$  (для колмогоровской турбулентности, турбулентности межзвездных облаков, турбулентной конвекции на Солнце и т. д.).

Ситуация коренным образом изменилась после появления работы<sup>5</sup>, в которой выясняется поведение крупномасштабного поля без предположения о том, что  $\epsilon \ll 1$ . Это дало возможность построить *точную* теорию ФП<sup>6</sup>. Изложим суть этого подхода.

В основу берется точное решение идеальной магнитной гидродинамики:

$$H_i(x, t) = \frac{\partial x_i}{\partial a_m} H_m(a, 0); \quad (1)$$

$x$  — координата жидкой частицы, вышедшей из точки  $a$  в момент  $t = 0$ . Выражение для корреляционного тензора  $B_{ij} = \langle H_i(x) H_j(x) \rangle$  получим, умножая (1) на соответствующее выражение в точке  $x'$  и с индексом  $j$  и усредняя. Ясно, что  $B_{ij}(t)$  будет выражаться через  $B_{mn}(0)$  и через лагранжев тензор  $\hat{L} = \left\langle \frac{\partial x_i}{\partial a_m} \frac{\partial x'_j}{\partial a_n} \right\rangle$ . В принципе, это есть

уже решение задачи: тензор  $\hat{L}$  характеризует движение и просто задается, а  $B_{ij}$  выражается через свой начальный вид.

Для корректного задания  $\hat{L}$  частные производные в (1) заменяются конечными разностями, тогда в числителе выражения для  $\hat{L}$  будет содержаться четыре точки. Усреднение означает умножение всего выражения на четырехточечную функцию распределения  $p_4(x_\alpha | a_\beta, t)$ ,  $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$  — плотность вероятности того, что жидкие частицы находятся в точках  $x_\alpha$  при условии, что в момент  $t = 0$  они находились в точках  $a_\alpha$ . Таким образом, дело свелось к заданию  $p_4$ .

Сформулируем результаты. Задание функции распределения  $p_4$  дает возможность получить точное уравнение динамики ФП. В области очень малых масштабов, которая возникает в среде с предельно высокой проводимостью уравнение имеет универсальный вид. Это обстоятельство дает возможность решить главный вопрос динамо ФП положительно: найдено расходящееся решение, т. е. генерация имеется. Задание двухточечной функции распределения  $p_2$  приводит к уравнению динамики крупномасштабного поля.

Таким образом, определение лагранжевых характеристик движения по экспериментальным и наблюдательным данным (например, по движению тонкоструктурных элементов, «вмороженных» в плазму) даст возможность выяснить динамику магнитного поля. Отметим, что непосредственное лабораторное или численное моделирование турбулентного динамо в настоящее время невозможно, а наблюдательные данные не дают однозначной интерпретации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Штеенбек М., Краузе Ф.— *Магнит. гидродинамика*, 1967, № 3, с. 19.
2. Вайнштейн С. И.— *УФН*, 1976, т. 120, с. 613.
3. Батчелор Т. К.— В кн. *Проблемы космической аэродинамики*.— М.: ИЛ, 1953.— С. 179.
4. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. *Турбулентное динамо в астрофизике*.— М.: Наука, 1980.
6. Kraichnan R. H., *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 1677.
5. Вайнштейн С. И.— *ЖЭТФ*, 1980, т. 79, с. 2175.

530.145(048)

**Г. М. Заславский.** Особенности возникновения стохастичности в квантовых системах. Под стохастичностью понимают хаотическое (случайное) движение классических динамических систем, возникающее в отсутствие каких-либо случайных сил или параметров<sup>1</sup>. Явление стохастичности приводит к перемешиванию траекторий в фазовом пространстве (с некоторыми оговорками употребляется также термин *K*-система). В гамильтоновских системах стохастичность порождается разрушением сепаратрис и образованием вблизи них стохастического слоя<sup>2</sup>. С динамической точки зрения в основе явления стохастичности лежит локальная неустойчивость: малое возмущение начальных условий системы приводит к экспоненциальному росту расстояния  $D$  между траекториями:

$$D(t) = D(0) e^{ht}. \quad (1)$$

Среднее значение инкремента  $h$  (энтропия Колмогорова) является основной характеристикой стохастичности. Системы с одинаковыми  $h$  имеют топологически эквивалентную динамику в фазовом пространстве (свойство универсальности систем с перемешиванием).

Исследование условий локальной неустойчивости (1) теряет смысл в квантовой механике из-за отсутствия понятия траекторий. Соотношение неопределенности должно приводить к корреляционным эффектам. Кроме того, в квантовой механике существует стационарная задача о собственных значениях и собственных функциях, которой нет аналога в классической механике. Существует также ряд вопросов более тонкого характера, возникающих при попытках исследовать стохастичность в квантовых системах<sup>3</sup>.

Возможна следующая постановка задачи в квантовой механике: каковы свойства такой квантовой системы, которая в классическом пределе ( $\hbar = 0$ ) является *K*-системой? Анализ сформулированной задачи показал<sup>4-8</sup>, что существующий уровень развития и понимания квантовой механики в определенном смысле недостаточен для ответа на поставленный вопрос.

Удобно выделить два типа задач для анализа свойств квантовых *K*-систем: 1) стационарная задача и определение энергетического спектра системы; 2) нестационарная задача и определение эволюции системы.

Рассмотрим классическую систему нелинейных осцилляторов (например, из  $N$  связанных нелинейных осцилляторов), у которой разрушены интегралы движения (кроме энергии  $E$ ). Это происходит при  $E > E_c$ . Разрушение интегралов движения означает появление при  $E > E_c$  стохастичности<sup>1</sup>. Появление конечной границы стохастичности  $E_c$  возможно уже при  $N \geq 2$ . Разрушение классических интегралов движения означает одновременно разрушение соответствующих квантовых чисел. Вопрос о правилах квантования в тех случаях, когда число интегралов движения в соответствующей классической системе меньше числа степеней свободы, был впервые поставлен Эйнштейном<sup>9</sup>. В книге Ландау и Смородинского<sup>10</sup> были высказаны соображения о структуре энергетического спектра очень сложных систем (тяжелые возбужденные ядра и др.) с разрушенными квантовыми числами: распределение уровней носит случайный характер, но вероятность  $P(E | \Delta E)$  того, что если  $E$  — уровень, то соседний с ним уровень находится на расстоянии  $\Delta E$ , стремится к нулю при  $\Delta E \rightarrow 0$  (принцип «расталкивания» уровней). Анализ квазиклассических правил квантования в том случае, когда соответствующая классическая система имеет разрушенные интегралы движения (т. е. является *K*-системой), был проведен в работах<sup>4, 5, 7</sup>. Из него следует, что в

квантовых  $K$ -системах распределение уровней является квазислучайным, а функция распределения расстояний между уровнями  $P(E | \Delta E)$  имеет асимптотику:

$$P(E | \Delta E) \sim |\Delta E|^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{\text{const}}{h(E)}. \quad (2)$$

Формула (2) показывает, что гипотеза об эквивалентности распределения уровней и распределения собственных значений ансамбля случайных матриц определенного типа симметрии (Дайсон<sup>11</sup>) не реализуется, так как согласно результатам Дайсона  $\alpha$  может принимать одно из значений 1, 2, 4, которые никак не зависят от динамических свойств системы. Численное подтверждение этих результатов было получено в<sup>12</sup>.

Из полученных результатов вытекает необходимость пересмотреть ряд наших представлений о внутримолекулярной динамике и об образовании химической связи<sup>3, 7</sup>. При  $E > E_c$  колебательные спектры молекул даже с небольшим числом атомов приобретают квазислучайную структуру, которая должна полностью изменять форму линий поглощения и др. В частности, при разрушенных интегралах движения поглощенная молекулой энергия должна быстро распределяться по разным степеням свободы, а время перемешивания должно определять характер процесса диссоциации. Другие примеры приведены в<sup>3, 7</sup>.

Квантовые  $K$ -системы обнаруживают новые свойства и в случае нестационарных задач<sup>6, 3</sup>. В частности, внешние периодические во времени поля могут привести к возбуждению молекул или атома и их диссоциации или ионизации. Механизм возбуждения является стохастическим. Это явление является интересной реализацией механизма ускорения Ферми, осуществляемого на одном атоме или на одной молекуле.

Усредненная динамика квантовых  $K$ -систем может существенно отличаться от динамики классических  $K$ -систем. Степень этого различия определяется безразмерным параметром  $\zeta$ <sup>3, 7</sup>.

$$\zeta = \gamma \frac{\hbar}{I} \omega T = \frac{K}{\kappa} \left( \frac{I}{\hbar} \gg 1, \quad K \gg 1, \quad \kappa \gg 1 \right), \quad (3)$$

где  $\gamma$  — безразмерный параметр нелинейности,  $I$  — действие,  $\omega$  — частота системы,  $T$  — характерный временной масштаб, на котором действие системы существенно изменяется,  $K$  — параметр стохастичности ( $\ln K = \kappa$ ),  $\kappa$  — число квантов в возмущении.

При  $\zeta \ll 1$  существует интервал времени, в течение которого справедлив принцип соответствия и динамика квантовой системы близка к классической динамике. В дальнейшем квантовые поправки становятся порядка единицы и макроскопические средние значения сильно отличаются от классических значений. В частности, отклонение в значениях коэффициента диффузии было получено при численном анализе в<sup>13</sup>.

При  $\zeta \gg 1$  волновой пакет быстро расплывается и квантовая динамика существенно не квазиклассическая, несмотря на то, что  $I/\hbar \gg 1$  и  $\kappa \gg 1$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Заславский Г. М., Чириков Б. В. — УФН, 1971, т. 105, с. 3.
2. Filonenko N. N., Sagdeev R. Z., Zaslavsky G. M. — Nucl. Fusion, 1967, v. 7, p. 253.
3. Заславский Г. М. Препринты ИФ СО АН СССР 144 Ф, 145 Ф. — Красноярск, 1980.
4. Заславский Г. М., Филоненко Н. Н. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 644.
5. Заславский Г. М. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 2089.
6. Bergman G. P., Zaslavsky G. M. — Physica Ser. A, 1978, v. 91, p. 450; 1979, v. 97, p. 367; ДАН ССР, 1978, 240, с. 1082.
7. Берман Г. П., Заславский Г. М. — Препринт ИФ СО АН СССР. — Москва, 1981.
8. Заславский Г. М. — УФН, 1979, т. 129, с. 211.
9. Einstein A. — Verhandl. Dtsch. Phys. Ges. 1917, v. 19, p. 82.
10. Ландау Л. Д., Смородинский Я. А. Лекция по теории ядра. — М.: Гостехиздат, 1955.
11. Дайсон Ф. Статистическая теория энергетических уровней сложных систем. — М.: ИЛ, 1963.
12. McDonald V., Kaufman A. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1189.
13. Casati G., Chirikov B. V., Izraelev F. M., Ford J. — Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1979, v. 93, p. 334.

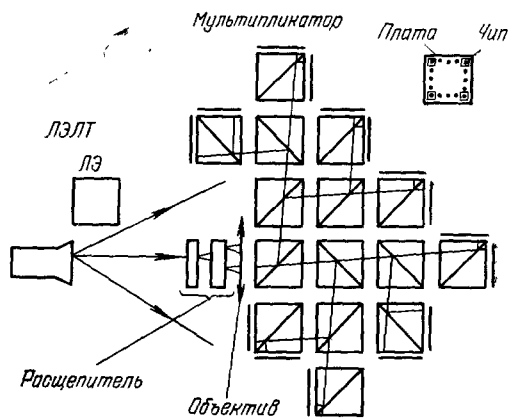


537.311.33

Н. Г. Басов, А. Ф. Плотников, В. Н. Селезнев. Электронные процессы в структурах металл-нитрид кремния-двуокись кремния-полупроводник (МНОП). Одно из направлений в поиске новых принципов записи и хранения информации связано с применением оптики в запоминающих устройствах (ЗУ) большой емкости. Нами исследована возможность использования в качестве высокочувствительной реверсивной среды для оптического ЗУ многослойной структуры диэлектрик-полупроводник<sup>1</sup>. Идея использования такой структуры основана на возможности, с одной стороны, достижения высокой чувствительности к свету за счет поглощения света в полупроводниковой подложке и, с другой стороны, на возможности длительного (более года) хранения информации, основанной на накоплении заряда на ловушках в широкозонном диэлектрике структуры. Для реализации такой структуры необходимо найти эффективный способ инжекции заряда из полупроводника в диэлектрик, возникающий при освещении структуры светом. Эксперименты, проведенные со структурой-кремниевая подложка-туннельно тонкий слой  $\text{SiO}_2$  (20—25 Å)-слой  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (500—800 Å), показали, что при напряжении на структуре, превышающем некоторую пороговую величину, начальная плотность туннельного тока инжекции из кремния в диэлектрик достигает  $1 \text{ A/cm}^2$ . Из-за различия в величинах тока инжекции и тока, протекающего через объем пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , в слое нитрида кремния, прилегающем к границе  $\text{SiO}_2 = \text{Si}_3\text{N}_4$ , накапливается поляризованный заряд (эффект памяти). В зависимости от полярности напряжения возможна инжекция из кремния электронов или дырок, а следовательно, накопление в диэлектрике как отрицательного, так и положительного зарядов. Оптическое переключение основано на пороговом характере зависимости величины накапливаемого в диэлектрике заряда от напряжения на диэлектрическом слое. Без света напряжение на диэлектрике должно быть ниже порогового значения, со светом — выше<sup>2</sup>. Верхний металлический электрод делается полупрозрачным для света. Концентрация легирующей примеси в полупроводниковой подложке не должна превышать  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае 80—90% импульсного напряжения переключения, полярность которого соответствует обеднению поверхности полупроводника, будет падать на обедненном слое в кремнии. Напряжение на диэлектрическом слое будет значительно меньше порогового, и переключение структуры не происходит. При комнатной температуре неравновесные условия в полупроводнике могут сохраняться вплоть до нескольких секунд. Освещение структуры, находящейся в режиме нестационарного обеднения поверхности полупроводника, светом с длиной волны, проводящей к генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике, приводит к накоплению неосновных носителей на границе полупроводник-диэлектрик и экранировке электрического поля в полупроводнике. Напряжение на диэлектрическом слое возрастает, структура переключается. Оптическое управление переключением структуры позволяет объединить под общим металлическим электродом много ячеек памяти ( $10^4$ ). Выбор нужной ячейки осуществляется лучом лазера. Плотность поверхностного заряда, создаваемого в освещенной ячейке на границе  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , составляет  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Примерно 20% из числа этих зарядов туннелирует в диэлектрик и захватывается на глубокие ловушки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Для того чтобы предотвратить перезарядку ловушек в соседних неосвещенных ячейках памяти, необходимо искривить растекание накапливаемых у границ  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  неосновных носителей тока вдоль этой границы. С этой целью диэлектрик в зазорах между ячейками утолщается. Под действием напряжения, приложенного к структуре, вдоль поверхности диэлектрик-полупроводник возникает потенциальный рельеф, удерживающий созданные светом носители в освещенной ячейке. Энергия светового импульса, необходимая для переключения отдельной ячейки при ее линейном размере 10 мкм, составляет  $10^{-11}$  Дж. Считывание информации основано на фотоэлектрическом методе измерения поверхностного потенциала полупроводника, величина которого связана с зарядом ловушек диэлектрика<sup>3</sup>. Созданные светом неравновесные носители обуславливают уменьшение поверхностного изгиба зон полупроводника до нуля. Возникающий при этом на контактах структуры электрический сигнал характеризует заряд ловушек диэлектрика. Возможно многократное считывание без разрушения информации.

Предложены структурные схемы построения ЗУ с использованием оптически управляемой МНОП-среды<sup>4</sup>. На рисунке показана схема такого ЗУ. Луч света адресной лазерной электронно-лучевой трубки (ЛЭЛТ) делится расщепителем, образуя матрицу лучей. Плата памяти содержит матрицу структур (чипов), число чипов равно числу лучей. Объектив фокусирует каждый луч на определенный чип. Изменяя положение светового пятна лазерной трубки, можно сканировать лучом по всем ячейкам чипа. Для увеличения емкости одновременно обрабатываемого массива между объективом и запоминающей средой располагаются светоделительные кубы. Таким образом параллельное обращение осуществляется по всем платам и ко всем чипам на плате, но на каждом чипе освещается только одна ячейка. Соответственно, каждый чип имеет только два общих для всех ячеек электрода, по которым поступают сигналы при запи-

си и стирании информации, а также регистрируются сигналы фототока при считывании. В таком ЗУ массив информации  $10^4$  бит обрабатывается за 30—50 мкс, а общая емкость ЗУ может достигать  $10^{10}$  бит. Важный вопрос связан с максимально допустимым числом переключения отдельной ячейки памяти в таком ЗУ. До настоящего времени число циклов было ограничено величиной  $10^4$ — $10^5$ , после чего время хранения



захваченного заряда уменьшается до нескольких суток. Исследование физической природы этих изменений показало, что они связаны с накоплением термодинамически неравновесных скомпенсированных зарядов в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Рекомбинационные процессы в аморфном широкозонном диэлектрике затруднены, что приводит к росту (по мере увеличения числа циклов переключений) заселенности донорных и акцепторных ловушек в  $\text{S}_3\text{N}_4$ . Уменьшение времени хранения связано с увеличением проводимости структуры при увеличении коэффициента заполнения ловушек. Оптимизируя параметры структуры, в частности, изменяя стехиометрический состав нитрида кремния, удалось увеличить число допустимых циклов переключения до  $10^8$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коробов И. В., Плотников А. Ф., Попов Ю. М., Селезнев В. Н. — Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2013.
2. Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Попов Ю. М., Селезнев В. Н., Шубин В. Э. ФТП, 1974, т. 8, с. 810.
3. Плотников А. Ф., Селезнев В. Н., Токарчук Д. Н., Ферчев Г. П. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 503.
4. Козловский В. И., Кучаев С. В., Насибов А. С., Печенов А. Н., Плотников А. Ф., Попов Ю. М., Саввина Р. М., Селезнев В. Н. — Ibid., 1980, т. 7, с. 1585.

537.311.33(048)

**Н. Г. Басов, А. Б. Кравченко, А. Ф. Плотников, В. Э. Шубин.** Самостабилизованный лавинный процесс в структуре металл-диэлектрик-полупроводник. Процесс лавинообразного нарастания концентрации свободных носителей заряда в твердом теле вследствие ударной ионизации привлекает в течение значительного времени внимание исследователей. Интерес к этому явлению имеет два аспекта: физический, определяемый, в частности, значительной ролью этого процесса в широко исследуемом электрическом пробое, и технический, обусловленный успешным использованием его в лавинных фотоприемниках и СВЧ генераторах. Однако до сих пор не удается получить однородную в пространстве, малошумящую лавину с большими коэффициентами умножения (десятки и сотни тысяч). Основными препятствиями здесь являются чрезвычайно высокие требования к стабильности источника питания и наличие пространственных неоднородностей типа пинуров и микроплазм. Как показали наши работы <sup>1, 2</sup>, наличие отрицательной обратной связи между коэффициентом умножения  $M$  и напряженностью электрического поля  $E$ , вызывающего ударную ионизацию в структуре металл-диэлектрик-полупроводник, позволяет в значительной степени преодолеть эти трудности.

На рис. 1 показан поперечный разрез такой структуры. Источник импульсного напряжения, создающий в приповерхностной области полупроводника электрическое

поле с напряженностью  $E$ , достаточной для возникновения лавины, подключен к металлическому электроду структуры. На рис. 2, а показана вольт-амперная характеристика такой структуры при подаче на нее импульсы линейно нарастающего напряжения, создающего в приповерхностной области полупроводника нестационарное обеднение. Ток  $I_{R_H}$ , протекающий через сопротивление нагрузки  $R_H$ , при напряжении  $u < u_{лав}$  определяется емкостью МДП-структуры, которая убывает с ростом приложенного напряжения вследствие увеличения ширины слоя объемного пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Начиная с  $u_{лав}$ , возникает лавинный процесс нарастания концентрации свободных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника, и резко возрастает ток  $I_{R_H}$  до значения насыщения  $i_{лав}^0$ . Как видно на рис. 2, б, насыщение тока сопровождается насыщением поверхностного потенциала полупроводника  $\Psi_s$  на уровне  $\Psi_s^0$ . На рис. 2, в показана зависимость коэффициента умножения  $M$  лавинного процесса от напряжения. С выходом коэффициента умножения на насыщение в структуре устанавливается самостабилизированный лавинный процесс. Флуктуация  $M$  в сторону больших (меньших) значений приводит к росту (падению) тока и, следовательно, заряда, накапливае-

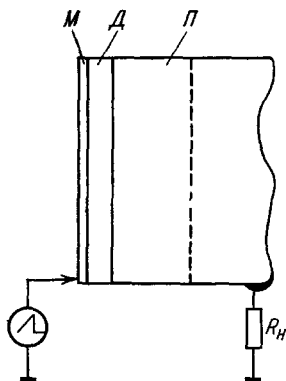


Рис. 1.

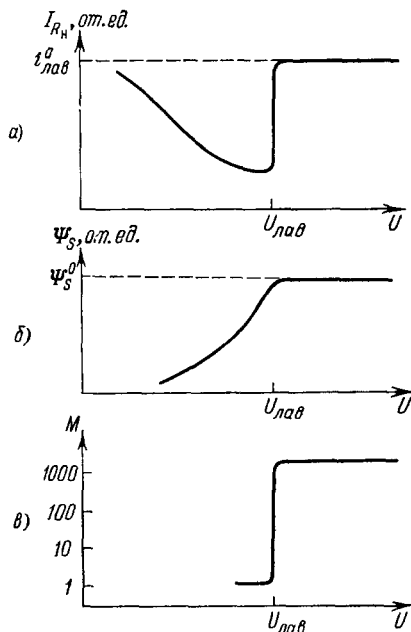


Рис. 2.

мого на границе с диэлектриком, что вызывает уменьшение (увеличение) поверхностного потенциала и возвращение  $M$  к значению исходному стационарному значению.

Лавинный процесс в МДП-структуре описывается следующими уравнениями:

$$\Psi_s = u - \frac{Q_\sigma}{\epsilon_d \epsilon_0} d + \frac{en\epsilon_s}{\epsilon_0 \epsilon_d^2} d^2 - \frac{en}{\epsilon_0 \epsilon_d} d \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{en} u - \frac{2Q_\sigma \epsilon_s}{en \epsilon_d} d + \frac{\epsilon_s^2}{\epsilon_d^2} d^2} \quad (1)$$

— решение уравнения Пуассона для системы полупроводник-диэлектрик, где  $\Psi_s$  — поверхностный потенциал полупроводника;  $Q_\sigma$  — заряд неосновных носителей (электронов) на границе раздела полупроводник-диэлектрик,  $d$  — толщина диэлектрика;  $n$  — концентрация примесей (акцепторов) в полупроводнике;  $\epsilon_s, \epsilon_d, \epsilon_0$  — диэлектрические постоянные полупроводника, диэлектрика и вакуума соответственно;

$$Q_\sigma(t) = \frac{1}{S} \int_0^t i_{лав} dt \quad (2)$$

— условие чисто лавинной генерации в ОПЗ полупроводника, здесь  $i_{лав}$  — лавинный ток, а  $S$  — площадь структуры;

$$\frac{i_{лав}}{i_j} = \frac{1}{1 - (\Psi_s / \Psi_s^{пр})^{n'}} \quad (3)$$

— уравнение лавинного пробоя, соответствующее формуле Миллера для резкого р-п-перехода (3), где  $i_0$  — ток, инициирующий лавинный процесс, а  $\Psi_s^{\text{пр}}$  и  $n'$  — электрические постоянные.

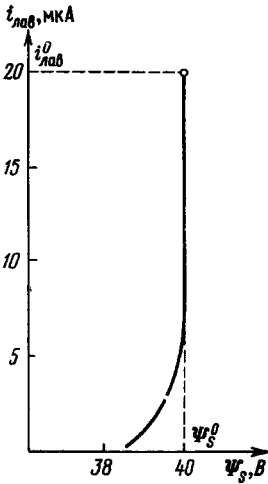


Рис. 3.

В случае подачи на структуру импульса линейно-нарастающего напряжения с крутизной  $a$ ,  $u(t) = at$ , анализ уравнений (1), (2) и (3) дает для значения тока насыщения  $i_{\text{лав}}^0$ , определяемого из условия равновесия  $d\Psi_s/du = 0$ , следующее выражение, характеризующее самостабилизированный лавинный процесс:

$$i_{\text{лав}}^0 = \frac{a\varepsilon_d\varepsilon_0 S}{d} = aC_d. \quad (4)$$

Значение коэффициента умножения  $M$ , определяемого как отношение  $i_{\text{лав}}/i_0$ , в режиме самостабилизации имеет вид  $M^0 = aC_d/i_0$ . На рис. 3 показана экспериментальная зависимость лавинного тока  $i_{\text{лав}}$  от поверхностного потенциала  $\Psi_s$ , которая заканчивается точкой с координатами  $\Psi_s^0$  и  $i_{\text{лав}}^0$ , характеризующей самостабилизированный лавинный процесс.

Лавинный процесс в МДП-структуре позволяет реализовывать коэффициенты умножения до  $10^6$  на площади в квадратный сантиметр при отсутствии микроплазм, что свидетельствует о высокой степени его пространственной однородности. Вместе с тем он обладает высокой температурной стабильностью в области температур от  $-100^\circ$  до  $+40^\circ$  С. Все эти свойства лавинного процесса в МДП-структуре позволяют использовать его для создания нового поколения лавинных приборов, например фотоприемников с уникальным комплексом параметров и характеристик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Шубин В. Э. — Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 1918.
2. Плотников А. Ф., Шубин В. Э., Кравченко А. Б., Гольбрайх Н. И. — Микроэлектроника, 1979, т. 8, с. 49.
3. Miller S. L. — Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1234.