

петлями, присутствующими обычно в имплантированных слоях при аналогичных условиях облучения [9]. Кроме того, при ориентации поверхности {111} электр  $P_{\delta O}$  от границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> должен состоять из одной линии [6], поскольку все оборванные связи имеют одинаковую ориентацию, в нашем же случае наблюдается несколько ориентаций дефекта одновременно. Следовательно, наблюдаемый анизотропный сигнал обусловлен, очевидно, дефектами на границе раздела Si—Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, имеющей существенно непланарный характер.

Изотропный сигнал, наблюдавшийся при малых дозах внедренного N<sup>+</sup> ( $< 10^{16}$  см<sup>-2</sup>), так же как и в случае имплантации В<sup>+</sup> и Р<sup>+</sup>, связан, очевидно, с дислокациями. При больших дозах ( $\geq 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>) и низких температурах ( $T_s \leq 750$  °С) имплантации, когда формируется захороненный слой аморфного нитрида кремния, источником наблюдаемого сигнала могут являться и оборванные связи Si на границе с аморфным нитридом.

Примечательно, что в образцах, облученных большими дозами N<sup>+</sup> ( $10^{18}$  см<sup>-2</sup>) при температурах  $T_s \geq 850$  °С, когда данные электронной дифракции свидетельствуют об аморфной структуре захороненного нитрида кремния, наблюдается анизотропный спектр  $P_{\delta N}$ . Этот результат указывает, очевидно, на наличие включений кристаллического Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> в аморфном захороненном слое, что согласуется с данными работы [10].

Таким образом, применение методики СЗР позволило обнаружить в структурах, сформированных имплантацией ионов азота, два сигнала: 1) изотропный (с  $g = 2.0035 \pm 0.0005$ ), связанный предположительно с дислокациями или оборванными связями Si на границе раздела кремний—аморфный нитрид кремния; 2) анизотропный спектр  $P_{\delta N}$ , отвечающий, очевидно, оборванным связям на трехкоординированных атомах Si, локализованных на границе раздела Si с включениями кристаллического Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

#### Список литературы

- [1] Reeson K. J. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Rev. B. 1987. V. 19/20. P. 269—278.
- [2] Hobbs A., Barklie R. C., Hemment P. L. F., Reeson K. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1986. V. 19. N 32. P. 6433—6439.
- [3] Lepin D. // Phys. Rev. 1972. V. B6. N 2. P. 436—441.
- [4] Борисов Ф. И., Стриха В. И., Третьяк О. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1978—1982.
- [5] Solomon I. // Sol. St. Commun. 1976. V. 20. N 3. P. 215—217.
- [6] Poindexter E. H., Caplan P. J., Deal B. E., Razouk R. R. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 9. P. 5847—5854.
- [7] Stesmans A., Van Gorp G. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 4. P. 2864—2867.
- [8] Качурин Г. А., Тыщенко И. Е., Попов В. П., Тийс С. А., Плотников А. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 434—437.
- [9] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I. // Proc. 15 Int. Conf. Def. Semicond. Paris, France, 1986. P. 135.
- [10] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Plotnikov F. T., Popov V. P. // 3 Int. Conf. Energy Pulse Part. Beam Mod. Matter. Dresden, GDR, 1989. P. 8.09.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получено 15.12.1989  
Принято к печати 20.12.1989

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ДУАЛЬНЫЕ ДАТЧИКИ ХОЛЛА

Добровольский В. Н., Сырых А. Д.

Датчики Холла применяются для измерения индукции магнитного поля, мощности, в качестве гираторов, циркуляторов, смесителей частоты и т. д. [1]. Их конструкция показана на рис. 1. К контактам 1 и 3 на полупроводниковом образце в форме пластины приложено напряжение  $U_1'$  и через них протекает ток  $I_1'$ . Из-за эффекта Холла в магнитном поле на контактах 2 и 4 появляется вы-

ходной сигнал с напряжением  $U_2^0$  и током  $I_2^0$ . Симметрия плоского электрического поля при эффекте Холла позволяет поставить в соответствие с каждым образцом дуальный образец, поле которого связано с полем исходного образца соотношениями дуализма (см., например, [2, 3]). Образец, дуальный изображенному на рис. 1, показан на рис. 2. Оба образца имеют одинаковые форму и размеры, но во втором контакты нанесены на те участки ограничивающей контура, которые в первом свободны, и наоборот. Образцы с конструкцией показанной на рис. 2, давно используются для определения концентрации и подвижности носителей заряда методом тока Холла [2]. В настоящем сообщении обсуждается использование таких образцов в качестве датчиков Холла и получены основные соотношения, необходимые для описания их работы в таком качестве.

Взятый за исходный образец, изображенный на рис. 1, будем называть образцом (датчиком) типа *O* и отмечать относящиеся к нему величины индек-

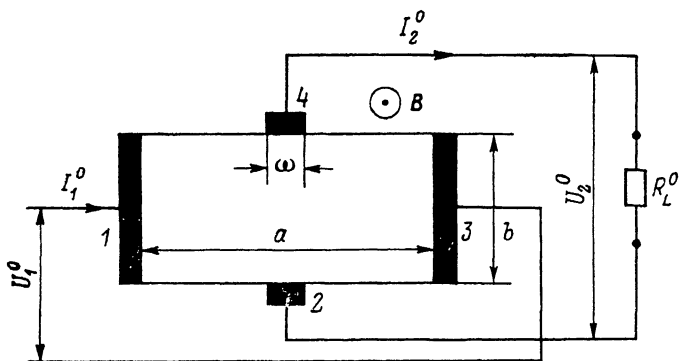


Рис. 1. Датчик Холла.

сом *O*, аналогично образец на рис. 2 — типа *D*. Величины, одинаковые у обоих датчиков, не будем снабжать индексами. Теория датчиков типа *O* развита в ряде статей, результаты которых суммированы в работе [1].

Работа датчика описывается системой уравнений

$$U_1^0 = R_{11}^0 I_1^0 - R_{12}^0 I_2^0, \quad U_2^0 = R_{21}^0 I_1^0 + R_{22}^0 I_2^0, \quad U_2^0 = R_2^0 I_2^0, \quad (1)$$

где сопротивления  $R_{ij}$  можно представить в виде  $R_{11} = \rho r_{11}/c$ ,

$$R_{12} = \rho \mu B r_{12}/c, \quad R_{21} = \rho \mu B r_{21}/c, \quad R_{22} = \rho r_{22}/c, \quad (2)$$

$\rho$  — удельное физическое магнитосопротивление полупроводника,  $\mu$  — холловская подвижность носителей заряда,  $B$  — индукция магнитного поля,  $a, b, \omega$  — показанные на рис. 1 размеры пластины и контактов,  $c$  — ее толщина,  $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(a, b, \omega, \mu^2 B^2)$ ,  $i, j=1, 2$ . Формулы и графики, позволяющие определить  $r_{ij}$ , приведены в [1] и в рассмотренных там работах.

Соотношения (1) и (2) являются основой для описания работы датчиков типа *O*. Получим подобные соотношения для датчиков типа *D*. Обозначим через  $U_{i'j'}$  ( $i', j'=1'-4'$ ) напряжение между контактами  $i'$  и  $j'$  в датчике типа *D*. Для того чтобы поля рассматриваемых датчиков были связаны соотношениями дуализма, необходимо такое питание датчика *D*, при котором  $U_{1'4'} = U_{2'3'} = U_1^D$ ,  $U_{1'2'} = U_{4'3'} = U_2^D$ . Одна из возможных схем питания показана на рис. 2. Нагрузкой датчика служат два сопротивления  $2R_L^D$ , включенных параллельно промежуткам  $\omega$  между контактами. При  $B=0$  через сопротивления нагрузки  $2R_L^D$  ток не проходит. При включении магнитного поля через сечение полупроводника по его середине протекает ток  $I_2^D$ , который замыкается через сопротивления  $2R_L^D$ . Через каждое из них протекает ток  $I_2^D/2$  и создает на нем выходное напряжение  $U_2^D$ .

Возможны и другие схемы питания датчика. Некоторые из них приведены в [3].

Используя соотношения дуализма [2], из (1) и (2) получаем

$$U_1^D = R_{11}^D I_1^D - R_{12}^D I_2^D, \quad U_2^D = R_{21}^D I_1^D + R_{22}^D I_2^D, \quad U_2^D = R_L^D I_2^D, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} R_{11}^D &= \rho r_{22}/c\delta, \quad R_{12}^D = \rho \mu B r_{12}/c\delta, \\ R_{21}^D &= \rho \mu B r_{21}/c\delta, \quad R_{22}^D = \rho r_{11}/c\delta, \\ \delta &= r_{11} r_{22} + \mu^2 B^2 r_{12} r_{21}. \end{aligned} \quad (4)$$

Сравним некоторые возможности датчиков типа  $O$  и  $D$ , для чего из (1)–(4) найдем выражения для напряжений холостого хода  $U_{2m}$ , токов короткого замыкания  $I_{2m}$ , максимальных мощностей в нагрузках  $P_{2m}$ . Названные три режима реализуются соответственно при сопротивлениях нагрузки  $R_L \rightarrow \infty$ ,  $R_L = 0$ ,  $R_L = R_{22}\alpha$ ,  $\alpha = \sqrt{\delta/r_{11}r_{22}}$ . Обозначим мощность  $P$ , рассеиваемую в датчи-

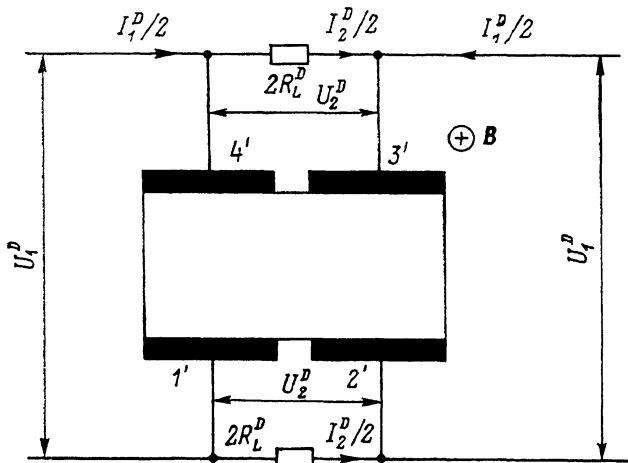


Рис. 2. Датчик Холла, дуальный изображенному на рис. 1.

ках. В случае двух первых режимов работы  $P = U_1 I_1$ , при максимальной мощности в нагрузке  $P = U_1 I_1 - U_2 I_2$ :

$$\begin{aligned} U_{2m} &= R_{21} \sqrt{P/R_{11}}, \quad I_{2m} = R_{21} \sqrt{P/R_{22}\Delta}, \\ P_{2m} &= P R_{21}^2 \alpha / [(R_{11} R_{22} \alpha - \Delta) (\alpha - 1) - R_{21}^2 \alpha], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Delta = R_{11} R_{22} + R_{12} R_{21}$ .

Из (5) видно, что величина выходного сигнала зависит от величины рассеиваемой мощности, которая определяется условиями отвода тепла от датчика. При обычно применяемом теплоотводе через свободную от контактов поверхность датчика [1]  $P^0 = P^D$ . В этом случае, считая для простоты магнитное поле слабым ( $\mu B \ll 1$ ) и пренебрегая членами второго (и выше) порядка малости по  $\mu B$ , из (5), (2) и (4) находим

$$U_{2m}^0/U_{2m}^D = r_{22}, \quad I_{2m}^0/I_{2m}^D = 1/r_{22}, \quad P_{2m}^0/P_{2m}^D = 1. \quad (6)$$

Для  $a/b \geq 2$  и  $\omega/b \ll 1$ , что, как правило, реализуется,  $r_{22} > 1$  [1]. Следовательно, в режиме холостого хода больший выходной сигнал наблюдается у датчика типа  $O$ , а при коротком замыкании — у  $D$ . В отношении мощности, выделяемой в нагрузке, оба датчика равноценны, но при этом величины сопротивлений нагрузки различны:  $R_L^0 = \rho r_{22}/c$ ,  $R_L^D = \rho/r_{22}c$ .

В зависимости от величины входного сопротивления регистрирующего устройства предпочтение может отдаваться тому или иному типу датчиков. В частности, в случае высокоомных материалов, тонких пленок, инверсных каналов полевых транзисторов более удобными могут оказаться в схемотехническом отношении датчики типа  $D$ , у которых сопротивление нагрузки при обычно реализуемой геометрии полупроводника и контактов меньше, чем у датчиков типа  $O$ .

- [1] Вайсс Г. Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение М., 1974. 384 с.  
 [2] Добровольский В. Н., Кролевец А. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 3—12.  
 [3] Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 192 с.

Киевский государственный  
 университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 27.11.1989  
 Принято к печати 8.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ

Качлишвили З. С., Кезерашвили И. Д.

За последние годы несомненно возрос интерес к хаотическому поведению полупроводниковых систем. Экспериментально такое поведение наблюдалось Тейтсвордом с соавт. [1] в допробивной области освещенного  $p$ -Ge в температурном интервале от 1.5 до 4.2 К, Хелдом с соавт. [2] в двойко инжектированных образцах Ge при температуре 77 К, Аюки и Ямамато [3], которые изучали неустойчивость токовых шнуров в эпитаксиально выращенных образцах  $n$ -GaAs при температуре 4.2 К, и Пейнком с соавт. [4] в образцах неосвещенного  $p$ -Ge в температурном интервале от 1.7 до 4.2 К с участием и без участия магнитного поля. Имеются и теоретические работы, предсказывающие хаотическое поведение полупроводниковых систем в различных условиях. В работе [5] авторы рассматривают поведение носителей заряда в полупроводнике, содержащем мелкие доноры и два типа примесей с более глубокими уровнями, при наличии греющего электрического поля. Рекомбинация осуществляется через отталкивающие центры. Показано, что с учетом тока смещения в такой системе могут возникать стохастические автоколебания тока и напряженности поля. В работе [6] исследуется аналогичная задача для случая трех типов рекомбинационных центров. Механизм, предложенный авторами [5, 6], является интересным, но не может иметь отношение к указанным выше экспериментальным фактам. Проведенный в работе [7] анализ уравнений сохранения полного тока и баланса для концентраций свободных носителей при сохранении квазинейтральности показал, что хаос, по мнению авторов, может реализоваться только в случае, когда вероятность ударной ионизации является немонотонной функцией электрического поля. В работе [8] показано, что такая зависимость коэффициента ударной ионизации электрического поля может реализоваться в условиях охлаждения носителей заряда электрическим полем, при этом возникает отрицательное дифференциальное сопротивление  $N$ -типа. Показано, что в зависимости от степени компенсации  $N$ -образность может возникать в допробивной и запробивной областях полей.

В данной работе предлагается новый механизм, порождающий хаотическое поведение концентраций носителей и электрического поля. Показано, что в освещенных полупроводниках стохастичность может проявляться в допробивной и запробивной областях полей, а в случае неосвещенного полупроводника — только в запробивной области полей. Этим механизмом является процесс запаздывания ударной ионизации относительно изменения электрического поля. Запаздывание существенно при близких к насыщению дрейфовых скоростях [9]. Полученные результаты могут быть применены для объяснения ряда отмеченных выше экспериментальных фактов.

Основными уравнениями являются уравнение кинетики электронов для «вымороженного», частично компенсированного полупроводника  $n$ -типа