

УДК 537.36

## СВЕРХБЫСТРЫЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ И МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. К. Звездин

*Обсуждаются возможности сжатия магнитного потока, используя сверхбыстрые ионизационные волны переключения в полупроводниковых приборах типа  $p^+n-n^+$  с резкими  $p^+n$  и  $n-n^+$  переходами.*

Использование взрыва для сжатия магнитного потока (магнитная кумуляция) – хорошо известный метод получения сверхсильных магнитных полей [1 – 3]. В настоящее время наиболее работоспособными являются взрывомагнитные генераторы МК-1, которые производят магнитные поля более  $10^7$  Э с длительностью импульса порядка 1 мкс. Важно отметить, что в этом приборе происходит прямое превращение химической энергии взрывчатого вещества в энергию магнитного поля со значительной ее компрессией. Плотность энергии магнитного поля в зазоре генератора МК-1 достигает  $10^{11} - 10^{12}$  Дж/м<sup>3</sup>, что на два порядка превышает плотность химической энергии взрывчатых веществ, используемых для создания магнитного поля. Несомненно, возможность концентрации энергии электромагнитного поля до столь высокой плотности представляет научный и практический интерес.

Работа со взрывомагнитными генераторами производится на специальном крупногабаритном, дорогостоящем оборудовании со строгим выполнением всех необходимых требований для производства взрывных экспериментов. Очевидно, представляет интерес поиск возможностей создания миниатюрных генераторов магнитных полей без использования взрывной техники.

В настоящем сообщении обсуждаются возможности сжатия магнитного потока, используя сверхбыстрые ионизационные волны переключения в полупроводниковых приборах. Идея сжатия магнитного потока бегущими ионизационными фронтами не является новой. Впервые она была высказана в работах [11 – 14]. Но в них также шла речь об использовании взрыва для производства ударной волны в твердом теле или пористом

(порошковом) материале. Предполагается, что на фронте ударной волны происходит ионизация материала с последующим вытеснением магнитного потока в направлении распространения волны. Фактически этот метод используется в 3-м (последнем) каскаде в некоторых новых конструкциях генераторов МК-1 [8].

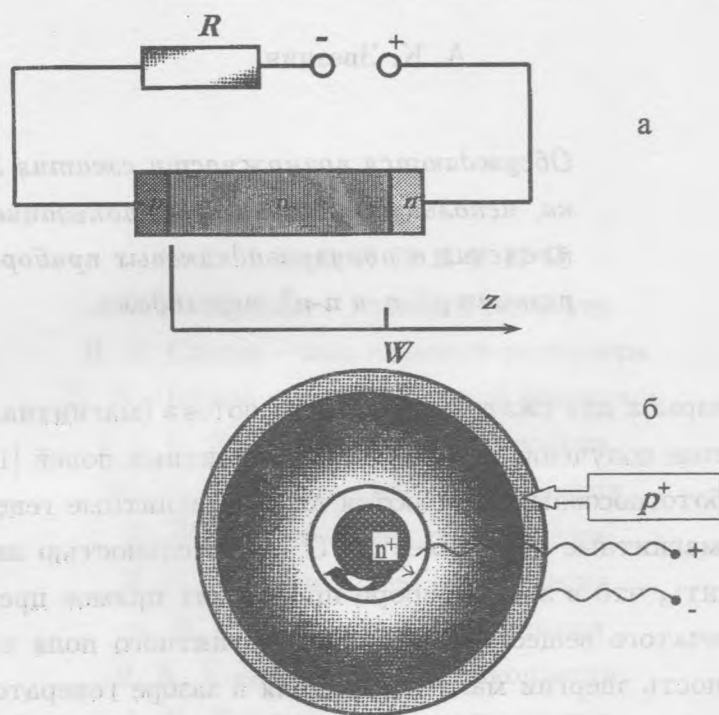


Рис. 1. Схематическое изображение  $p^+-n-n^+$  структур, в которых распространяются сверхбыстрые волны ионизации: а) одномерная структура, б) цилиндрическая структура.

В работе [15] показано, что в многослойных полупроводниковых структурах типа  $n^+-n-p^+$  можно реализовать ситуацию, в которой сверхбыстрый фронт ионизации распространяется от катода к аноду со скоростью  $v_f$ , много большей, чем дрейфовая скорость электронов, оставляя за собой плотную электрон-дырочную плазму. В связи с этим возникает заманчивая возможность использования таких сверхбыстрых волн ионизации для сжатия потока. При использовании сверхбыстрых уединенных волн ионизации в полупроводниковых приборах можно обойтись без использования химической энергии взрыва, заменяя последнюю на энергию электрического поля.

Т а б л и ц а

## Типичные параметры для Si

B:	$N_d \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	$N_{a,d} \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
	$W \sim 10^{-2} \text{ cm}; \quad V_0 \sim 1 \text{ kV}$
	$W \sim 1 - 10^{-1} \text{ cm}; \quad V \sim 100 - 10 \text{ kV}$
	$R \sim 50 \text{ Ohm}$
	$V(t) = V_0 + At$
	$A \sim 10^4 \text{ V/ns}$

Рассмотрим полупроводниковую  $p^+n-n^+$  структуру с резкими  $p^+-n$  и  $n-n^+$  переходами (рис. 1). Типичные параметры структуры для Si приведены в таблице. В работе исследована структура толщиной  $W \simeq 100 \text{ мкм}$ .

Основные уравнения, описывающие ударную и туннельную ионизацию, имеют следующий вид [15]:

$$\dot{n} - \partial_z(v_n n) = G(n, p, \mathcal{E}), \quad (1)$$

$$\dot{p} + \partial_z(v_p p) = G(n, p, \mathcal{E}), \quad (2)$$

где  $\partial_z \equiv \frac{\partial}{\partial z}$ ,  $n$  и  $p$  – концентрации электронов и дырок,  $v_n$ ,  $v_p$  – их средние дрейфовые скорости, определяемые уравнениями:

$$v_n = v_s \frac{\mathcal{E}}{E_{sn} + \mathcal{E}}, \quad (3)$$

$$v_p = v_s \frac{\mathcal{E}}{E_{sp} + \mathcal{E}}, \quad (4)$$

где  $v_s = 10^7 \text{ см/с}$ ,  $E_{sn} = 8 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ ,  $E_{sp} = 2.32 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ,  $\mathcal{E}$  – абсолютное значение напряженности электрического поля ( $\mathcal{E} = |E_z|$ ). Поле  $E_z$  определяется уравнением Пуассона

$$\partial_z E_z = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N_d(z) - N_a(z)), \quad (5)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ .  $G(n, p, \mathcal{E})$  – скорость генерации носителей,

$$G(n, p, \mathcal{E}) = G_I + G_T, \quad (6)$$

где  $G_I$ ,  $G_T$  – скорости ударной и туннельной ионизации, соответственно:

$$G_I = \alpha_n v_n n \theta(n - n_c) + \alpha_p v_p p \theta(p - p_c),$$

$$\begin{aligned}
 \alpha_n &= \alpha_{ns} e^{-\frac{b_n}{\mathcal{E}}}, \quad \alpha_p = \alpha_{ps} e^{-\frac{b_p}{\mathcal{E}}}, \\
 \alpha_{ns} &= 7.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}, \quad \alpha_{ps} = 7.25 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}, \\
 b_n &= 1.1 \cdot 10^6 \text{ В/см}, \quad b_p = 2.2 \cdot 10^6 \text{ В/см}; \\
 G_T &= \alpha_T \mathcal{E}^2 e^{-\frac{b_T}{\mathcal{E}}}, \\
 \alpha_T &= \left( \frac{q^2}{3\pi\hbar^3} \right) \left( \frac{2m}{E_g} \right)^{1/2}, \\
 b_T &= \left( \frac{\pi}{4q\hbar} \right) (2mE_g^3)^{1/2},
 \end{aligned} \tag{7}$$

где  $q$  и  $m$  – заряд и эффективная масса носителей,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $n_c \approx p_c \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Авторы работы [15] исследовали волны ионизации в структуре и показали, что при достаточно быстром включении поля ( $A \sim 10^4 \text{ В/нс}$ ) в структуре возбуждается быстрая волна ионизации, распространяющаяся от  $p^+$  электрода к  $n^+$  со скоростью  $u = 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ . Концентрация электронов и дырок на фронте волны возрастает по мере распространения волны практически линейно от  $n = p \sim (2 - 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в точке старта до  $n' = p' = (5 - 6) \cdot 10^{17}$  в точке, отстоящей от  $p^+$ - $n$  перехода на 70 мкм.

Предположим, что структура, изображенная на рис. 1б, пронизывается магнитным полем, индукция в исходном состоянии равна  $B_0$ . Можно ожидать, что быстрая волна ионизации будет сжимать магнитный поток. Если поток магнитного поля сохраняется, то магнитное поле увеличивается

$$\left( \frac{B}{B_0} \right) = \left( \frac{R_0}{R} \right)^2,$$

плотность энергии магнитного поля:

$$\left( \frac{W}{W_0} \right) = \left( \frac{R_0}{R} \right)^4,$$

где  $R_0, R$  – радиусы цилиндрической области, сжимающей магнитный поток. При этом возрастает и полная энергия магнитного поля [1]:

$$\frac{W}{W_0} = \frac{L_0}{L},$$

где  $L_0$  и  $L$  – начальная и текущая индуктивности прибора. В условиях взрыва возрастание энергии обусловлено трансформацией химической энергии взрывчатого вещества

в энергию поля. В обсуждаемом полупроводниковом приборе можно ожидать аналогичного преобразования энергии электрического поля в магнитное. Приведенные выше формулы имеют несколько наивный характер. Для оценки работоспособности прибора нужно рассмотреть более детально по крайней мере два важных вопроса: а) выяснить условия сохранения магнитного потока и оценить величину его утечки, б) исследовать влияние на процесс сжатия потока дополнительной генерации электронно-дырочной плазмы за счет растущего во времени магнитного поля, индуцирующего электрическое поле в полупроводнике.

Основным уравнением, описывающим сжатие магнитного потока, является уравнение магнитной гидродинамики [16]:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{u}(\vec{r}, t) \times \vec{B}] + \text{rot} \kappa \text{rot} \vec{B}, \quad (8)$$

где  $\vec{u}(\vec{r}, t)$  – скорость движения среды (в данном случае это скорость лайнера, сжимающего поток),  $\kappa$  – коэффициент диффузии магнитного поля в проводящую среду ( $\kappa = \frac{1}{\mu_0 \sigma(r+ut)} = \frac{L^2}{4\pi\sigma}$ ),  $r$  – расстояние от оси цилиндра до фронта волны.  $\sigma$  – электропроводность среды,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ СИ}$  – магнитная проницаемость вакуума. Из рис. 2 видно, что задачу естественно разделить на следующие части: а) найти поля в полости цилиндра и в материале лайнера, б) после этого решения следует "сшить" на границе двух сред.

Хотя в настоящее время существуют математические программы, позволяющие численно решать уравнение (8), мы воспользуемся качественной процедурой, разработанной А. Д. Сахаровым [1, 4, 7] для расчета взрывомагнитных генераторов МК-1 (так называемое  $\delta$ -приближение). Суть этого приближения заключается в следующем. Предполагается, что поле в цилиндрической полости практически не зависит от координат. Это приближение, очевидно, согласуется с (8) для бесконечного цилиндра. Второе, более существенное, предположение заключается в том, что в материале лайнера поле затухает по мере удаления от внутренней границы лайнера, причем граничное условие для поля на этой границе имеет вид:

$$\frac{\partial B}{\partial r} = -\frac{1}{\delta} B, \quad (9)$$

где  $\delta$  – толщина скин-слоя для характерной частоты  $\omega = \frac{\dot{B}}{B}$ ,

$$\delta = \left( \frac{\kappa B}{\dot{B}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Граничное условие для поля на внутренней поверхности лайнера можно представить в виде:

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{2uB}{r} + \frac{2\kappa}{r} \frac{\partial B}{\partial r}, \quad (11)$$

где  $r$  – внутренний радиус лайнера,  $u$  ( $u < 0$ ) – скорость лайнера. Уравнение (11) следует из (8) интегрированием последнего по площади полости лайнера, но естественнее получить его непосредственно из уравнений Максвелла:

$$\dot{\Phi} = -\oint \vec{E} d\vec{l}, \quad \vec{E} = \kappa \text{rot} \vec{B},$$

где  $\Phi$  – поток магнитного поля в полости лайнера.

Из уравнений (9) – (11) следует:

$$\dot{B} = -\frac{2uB}{r} [z - \sqrt{z^2 - 1}], \quad (12)$$

где  $z = 1 - \frac{\kappa}{ur}$ . В общем случае  $\kappa$  зависит от  $B$ , поэтому уравнение (12) представляет собой нелинейное дифференциальное уравнение для  $B(r)$ , где  $r = R_0 + ut$ .

Сжимаемый поток магнитного поля создает в материале лайнера (в данном случае в электрон-дырочной плазме полупроводника) аксиальное электрическое поле  $E_\varphi \sim |u|B_z$ , которое при достижении некоторого критического сжатия достигает величины, достаточной для сначала ударной, а затем и туннельной ионизации валентных электронов. Пусть  $B_1$  – характерное магнитное поле на фронте ионизационной волны, с которого начинается процесс ионизации электронов за счет сжатия магнитного потока  $B_1 \sim E_c/u$ , где  $E_c$  – поле пробоя. Тогда можно считать, что при  $B < B_1$  ( $B > B_1$ ) электропроводность не зависит (зависит) от поля. Для того, чтобы определить эту зависимость, нужно включить аксиальное электрическое поле в уравнения кинетики плазмы (1–5), вычислить зависимости  $n(r, t)$ ,  $p(r, t)$  и  $\sigma(r, t)$ . Реализация этой программы требует численных расчетов. В настоящем сообщении мы ограничимся качественным подходом, типичным для физики сжатия магнитного потока. При сжатии магнитного потока металлическим лайнером считается установленным, что на границе лайнер–вакуум выполняется равенство плотности тепловой энергии в металле и плотности магнитного поля в вакууме вблизи границы [1, 4]. Это означает, что мощность поля тратится на нагревание металла. В рассматриваемом случае электрон-дырочной плазмы мы предположим, что мощность поля расходуется на генерацию электрон-дырочных пар:

$$E_g \delta n = \delta \frac{B^2}{2\mu}, \quad (13)$$

или

$$E_g(n - n_1) = \frac{B^2 - B_1^2}{2\mu}, \quad (14)$$

где  $n_1 = p_1$  – концентрация электронов (и дырок), с которой начинается дополнительная генерация носителей магнитным полем. В случае *Si* [15]  $n_1 \sim 5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $B_1 \sim 5 - 10 \text{ Т}$  при  $u = 4 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ ,  $E_c \sim 2 - 4 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ .

Используя (14), получим:

$$\begin{aligned} \sigma(B) &= \sigma_0, \quad B \leq B_1, \\ \sigma(B) &= \sigma_0 \frac{n}{n_1}, \quad B \geq B_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Хотя сам факт дополнительной генерации носителей за счет сжатия магнитного поля не вызывает сомнений, формулы (13)–(15) имеют, очевидно, модельный характер. Для построения более детальной теории они требуют более глубокой разработки.

С учетом вышесказанного, решение уравнения (12) можно разделить на два этапа: а) при  $B \leq B_1$  можно положить  $\kappa = \kappa_0 = \text{const}$ ; б) при  $B \geq B_1$   $\kappa = \kappa_0 [(\tilde{b}^2 - 1)L + 1]^{-1}$ , где  $\tilde{b} = B/B_1$ ,  $L = \frac{B_1^2}{2\mu E_g n_1}$ .

В безразмерных переменных  $x = r/R_0$ ,  $b = B/B_0$ , уравнение (12) принимает вид:

$$b' = -\frac{2b}{x} \left( z - (z^2 - 1)^{1/2} \right), \quad (16)$$

где

$$z = 1 + \frac{1}{R_m x} \quad b \leq 1, \quad z = 1 + \frac{1}{R_m x [(b^2 - 1)L + 1]} \quad b \geq 1,$$

$R_m = \frac{R_0 |u|}{\kappa_0}$  – магнитное число Рейнольдса. При  $R_0 = 10^{-2} \text{ м}$  для *Si* ( $E_g = 1.1 \text{ эВ}$ ),  $u = 4 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ ,  $\sigma_0 \sim 10 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ СИ}$ ,  $n_1 = 5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  [15], получим  $\kappa_0 \simeq 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $R_m \simeq 40$ ,  $L = 10^3$  (для  $B_1 = 10 \text{ Т}$ ).

Рассмотрим динамику сжатия магнитного потока на первом этапе ( $\tilde{b} \leq 1$ ). Поскольку  $R_m \gg 1$ , то

$$z - \sqrt{z^2 - 1} \simeq 1 - \sqrt{\frac{2}{R_m x}}. \quad (17)$$

Тогда, интегрируя (16), получим

$$B \simeq \frac{B_0}{x^2} e^{-4\sqrt{\frac{2}{R_m}} \left( \frac{1}{\sqrt{x}} - 1 \right)}. \quad (18)$$

Согласно (10), (12),

$$\delta = \left( \kappa \frac{B}{B} \right)^{1/2} \simeq \left( \kappa \frac{R_0}{2u} \right)^{1/2} \sim 10^{-3} \text{ м},$$

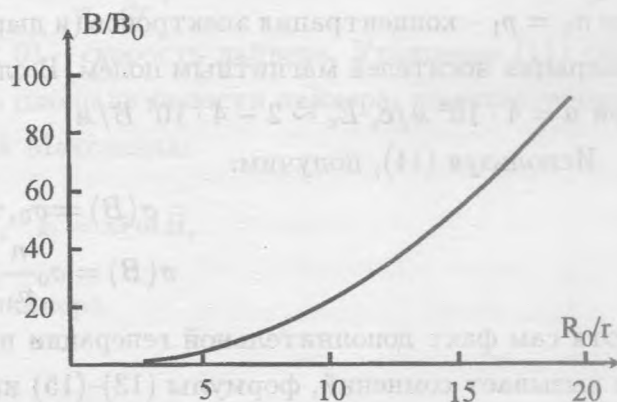
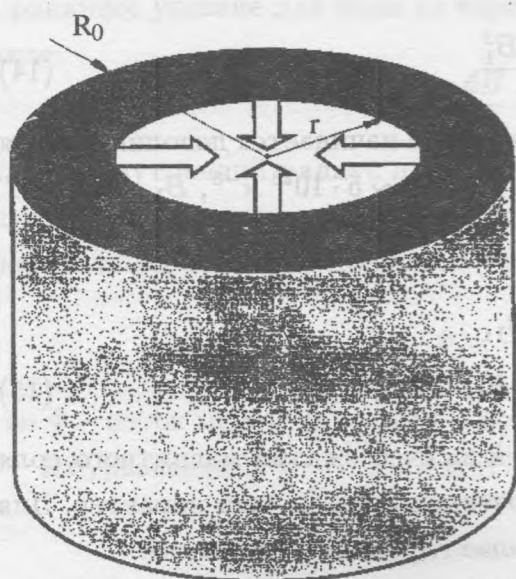


Рис. 2. Схема процесса магнитной кумуляции. Темное кольцо (лайнер) – ионизированный материал.

Рис. 3. Зависимость величины магнитного поля на фронте волны ионизации от положения фронта относительно центра структуры; обозначения  $B_0$ ,  $R_0$ ,  $r$  см. в тексте.

т.е. потери потока могут быть невелики, т.к.  $\delta \ll R_0$ .

Так как на втором этапе ( $\bar{b} \geq 1$ ) величина  $z$  еще меньше отличается от 1 за счет зависимости  $\sigma(B)$ , то можно ожидать, что процесс удержания поля электрон-дырочной плазмой должен усиливаться с ростом поля, т.е. величина  $\delta$  должна уменьшаться. В результате зависимость поля  $B$  от радиуса должна приближаться к идеализированной  $B/B_0 \sim (R_0/R)^2$ . Это качественное заключение подтверждается численным интегрированием уравнения (16) (рис. 3).

Для оценки предельных возможностей процесса магнитной кумуляции электрическим полем приведем выражение для давления электромагнитного поля, развиваемого на фронте волны ионизации:  $P = 1/2(\epsilon_0(E_\phi^2 - E_r^2) + \mu_0 H_z^2)$ , где  $E_\phi = uH_z$ ,  $E_r = V_0/r$ ,  $H_z = H_0(R_0/r)^2$ . Если охватить сжимаемый поток цилиндрической поверхностью с радиусом основания, равным  $r$ , то положительному значению давления  $P$  в (18) отвечает давление, направленное по радиусу во вне от оси цилиндра. Предполагается (и это отвечает существу дела), что поля  $E_r$  и  $H_z$  равны 0 вне рассматриваемой поверхности; поле  $E_\phi$  отлично от нуля в основном в области вблизи фронта ионизации (оно дает



незначительный вклад в результирующее давление). Видно, что процесс сжатия потока продолжается до тех пор пока  $P < 0$ , т.е. результирующее давление направлено в сторону магнитного потока. Из последнего соотношения следует, что при  $V_0 \sim 10^6 \text{ В}$ ,  $r \sim 10^{-3} \text{ см}$ , максимальное значение магнитного поля в сжатом потоке  $H_{max} \sim 3 \cdot 10^6 \text{ Э}$ .

Как некую электромеханическую модель обсуждаемого процесса магнитной кумуляции электрическим полем можно рассмотреть плоский (или цилиндрический) конденсатор, одна из обкладок которого может свободно перемещаться по направлению к другой, которая закреплена (хотя это и не обязательно). Конденсатор предполагается заполненным соответствующим образом ориентированным магнитным потоком. При подаче на конденсатор импульса достаточно большого напряжения свободная обкладка, играющая здесь роль лайнера, будет ускоренно двигаться к закрепленной обкладке. Если физические параметры устройства таковы, что магнитное число Рейнольдса  $R_m \gg 1$ , то в такой модели можно, в принципе, реализовать сжатие потока. Автор испытывает ощущение, что такое простое устройство наверное обсуждалось на заре развития техники магнитной кумуляции и, вероятно, было отвергнуто по конкурентным соображениям. Однако автору неизвестны какие-либо литературные источники по этому поводу. Эта модель очевидным образом иллюстрирует тот факт, что роль давления, созданного взрывом и сжимающего магнитный поток в известных взрывомагнитных генераторах, в рассматриваемой ситуации играет тензор энергии импульса электромагнитного поля.

В заключение обсудим вопрос о величине потенциала, необходимого для функционирования прибора. В работе [15] проведено численное моделирование процесса распространения волны ионизации в кремниевой  $p^+ - n - n^+$  структуре с толщиной базы, равной  $100 \text{ мкм}$ . При этом начальное напряжение на структуре предполагалось равным  $V_0 = 1 \text{ кВ}$ . Скорость нарастания "запускающего" импульса бралась равной  $10 \text{ кВ/нс}$ . В нашем примере предполагалось  $R_0 \simeq 1 \text{ см}$ . Это требует напряжений порядка  $1000 \text{ кВ}$ . Физика и техника мощных полупроводниковых приборов развивается весьма динамично. Разработаны и серийно выпускаются полупроводниковые приборы с диаметром элемента (в форме диска)  $56 - 88 \text{ мм}$ , позволяющие переключать и генерировать микро- и наносекундные импульсы гигаваттного диапазона [10]. Это позволяет надеяться, что условия, необходимые для реализации обсуждаемого в настоящем сообщении полупроводникового компрессора магнитного потока, не являются фантастическими. Но, безусловно, актуальной является задача снижения рабочего напряжения прибора. В качестве возможного пути отметим использование многоступенчатых структур, состоящих из концентрических  $p^+ - n - n^+$  слоев, каждый из которых имеет толщину базы,

равной, например, 100 – 1000 мкм и работающим с напряжением 1 – 10 кВ. При этом схема подачи напряжения на каждую ступень (слой) должна быть синхронизована с распространением волны ионизации в приборе, т.е. каждая ступень включается в тот момент, когда ее достигает волна ионизации.

Имеется некоторая аналогия в таком предполагаемом устройстве с двух- или трех-ступенчатыми МК-1 генераторами, разработанными в ВНИИЭФ [1].

Автор благодарен А. М. Игнатову и участникам семинара А. А. Рухадзе за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сахаров А. Д. УФН, **88**(4), 725 (1966); Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. И., и др. ДАН СССР, **165**(1), 65 (1965).
- [2] Fowler C. M., Garn W. B., Caird R. S. J. Appl. Phys., **31**(3), 588 (1960).
- [3] Knoerfel H., Herlach F. Proc. Congr. Naz. D Fisica (SIF), Bari (1963).
- [4] Олейник А. Г. В сборнике "Мегагаусная и мегаамперная импульсная технология и применения", Саров, ВНИИЭФ, 36 (1997).
- [5] Селемир В. Д., Дубинов А. Д., Макаров Н. В., Михеев К. Е. Ibid, 159.
- [6] Альмстрем Х., Бьянхольт Г., Гольберг С. М., Либерман М. А. Ibid, 146.
- [7] Людаев Р. З. Ibid, 86.
- [8] Быков А. И., Долотенко М. Н., Колокольчиков Н. П. и др. Ibid, 133.
- [9] Биченков Е. И., Гилев С. Д., Рябчун А. М., Трубаев А. М. Ibid, 121.
- [10] Грехов Н. В. Ibid, 406.
- [11] Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубаев А. М. ПМТФ, **5**, 125 (1980).
- [12] Гилев С. Д., Трубаев А. М. Письма в ЖЭТФ, **8**(15), 914 (1982).
- [13] Nagayama K. Appl. Phys. Lett., **38**(2), 109 (1981).
- [14] Nagayama K., Oka T., Mashimo T. J. Appl. Phys., **53**(4), 3029 (1982).
- [15] Rodin P., Ebert U., Hundsdoerfer W., Grekov I. V. cond-mat/0111278 (2001).
- [16] Забабахин Е. И. УФН, **85**, 721 (1965).

[17] Кнофель Г. Сверхсильные магнитные поля, М., Мир, 1972.

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 25 апреля 2002 г.