

УДК 621.382.3

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц

О сверхмощных транзисторах

(Представлено 24/VI 1976)

Создание сверхмощных транзисторов (СМТ), способных переключать мощности от нескольких десятков до сотен и тысяч киловатт, встречает целый ряд трудностей. Это, подбор материала полупроводника, способного выдержать огромное напряжение, это проблема отвода развивающегося в транзисторе тепла и др. Однако, пожалуй, главной трудностью здесь является необходимость использования кристаллов полупроводника очень больших размеров и с очень сложной топологией. Имея в виду кремний, мы можем привести такие оценочные цифры. Если не принимать специальных мер, речь о которых пойдет ниже, то в то время, как для создания транзистора на 10 ампер и 100 вольт требуется кристалл с площадью $0,1 \text{ см}^2$, при изготовлении транзистора на 100 ампер и 1000 вольт необходима, как минимум, пластина с площадью 10^2 см^2 . На этой площади должны расположиться вместо 200 эмиттеров или гребенок по сравнению с первым случаем по крайней мере 200 000 эмиттеров или гребенок. Даже, если удалось бы эту цифру снизить до 20 000, задача создания такого транзистора технологически на сегодняшний день почти неразрешимая.

Предполагалось выше, что работа указанных выше транзисторов происходит в основном в режиме, когда не имеет место модуляция сопротивления коллектора проходящим током. Этот режим менее притязателен к свойствам исходного материала, и обеспечивает относительно большее быстродействие транзистора, при достаточном коэффициенте усиления.

По нашему мнению однако, решение проблемы создания сверхмощных транзисторов лежит на пути работы таких приборов в режиме модуляции током сопротивления высокоомной части коллектора. Данная заметка посвящена выяснению условий функционирования транзистора в таком режиме.

Если мы обозначим длину высокоомной части коллектора через L , то при полной модуляции этого слоя плотность тока через транзистор в режиме насыщения будет:

$$j = e \frac{AD_n [n(+h) - N_{gk}]}{H_{co}} \quad (1)$$

Здесь A — коэффициент $\sim 2 \div 3$, N_{gk} — первоначальная концентрация электронов в высокоомной части коллектора, $n(+h)$ — концентрация электронов в указанной части на границе с коллекторным $p-n$ — переходом.

Требую, чтобы j было равно своему типичному значению в мощных приборах $\sim 1000 \text{ а/см}^2$ (при таких плотностях тока и остаточных напряжениях порядка нескольких вольт сравнительно еще легко отводится от прибора выделяемое тепло), мы из (1) при $H_{co} \sim 10^2 \text{ мкм}$ (это толщина отвечает запирающему напряжению $\sim 1000 \text{ в}$), находим, что $n(+h)$ должно быть $\sim 1 + 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В то же время N_{gk} (при запирающем напряжении 1000 в) $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Мы видим, что необходимо накопить в коллекторной области электронов почти на пять порядков больше, чем их первоначальная концентрация. Если это возможно сделать, т. е. накопить концентрацию 10^{16} см^{-3} при плотности тока $\sim 1000 \text{ а/см}^2$, причем остаточное напряжение в этом случае не превысит нескольких вольт, то мы можем считать, что режим модуляции сопротивления является подходящим для работы СМТ и далее решать задачу создания таких приборов, следуя из этого основного принципа.

Переходя к вопросу о накоплении носителей в СМТ при оговоренных условиях, следует заметить, что удельное сопротивление базы такого транзистора имеет свое типичное значение (продиктованное технологическими условиями) в интервале $10 \text{ ом. см} + 0,1 \text{ ом. см}$, что соответствует концентрациям мелких акцепторов (бора) в базе $\sim 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, предстоит накопить концентрацию, которая превосходит плотность примесей по обе стороны от коллекторного перехода на один, два и даже три порядка, а то может быть и больше, если учитывать, что вблизи самого перехода N_a быстро уменьшается.

Возможность накопления носителей в $p-n$ — переходе и его окрестностях в количестве превышающем концентрации примесей по обе стороны перехода было показано ранее ^(1,2)

В нашем конкретном случае положение усугубляется, однако, тем, что при числе носителей порядка $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и более, существенную роль начинают играть электронно-дырочные столкновения ⁽³⁾.

Следует проследить не приведет ли это обстоятельство к одновременному накапливанию на приборе значительных падений напряжения, так как $p-n$ — столкновения повышают сопротивление материала ⁽³⁾. Большие падения напряжения сделали бы работу транзистора невозможной из-за большого выделения тепла.

Забегая вперед, заметим, что соотношение (1) правильно, как в отсутствии $p-n$ — столкновений, так и при их наличии. И поэтому мы должны выяснить, какие падения напряжения имеют место на при

боре, когда там накапливаются в коллекторе концентрации $10^{17} \pm 10^{18} \text{ см}^{-3}$, причем в условиях $p-n$ -столкновений.

Для наших целей можно использовать ту же исходную систему уравнений, которая была приведена в (3) (см. также (4)).

Рассматривая непосредственно область объемного заряда коллекторного перехода, шириной l_0 , мы приходим к следующему соотношению, связывающему плотность накопленных элементов n_0 с полем E внутри перехода ($A=2$):

$$-\frac{2Kl_0}{H_{b0}} D_n n_0 + (u_n + u_p) E l_0 n_0 = D_n (N_a + N_{gk}) (s+1) \quad (2)$$

Здесь:

$$K = 1 + \frac{u_n + u_p}{u_0} n_0, \quad s = \frac{u_p}{u_n} \quad (3)$$

Причем, как установлено экспериментально (3) $u_0 = \frac{1}{\mu \sigma v} = 10^{23}$ абс. ед.

Где μ — приведенная масса электрона дырки, σ — сечение $p-n$ -рассеяния, v — относительная скорость сталкивающихся частиц. D_n — коэффициент диффузии электронов в коллекторной области. В (2) поправки к u_n и u_p в связи с рассеянием на примесях не учитывались т. е. подвижность по обе стороны перехода предполагалась одинаковой.

Далее, E есть $(-\bar{E} + \bar{E}_0)$, где \bar{E} — средняя напряженности поля в переходе обусловленная внешним напряжением.

\bar{E}_0 — первоначальная средняя напряженность внутри него, до приложения напряжения. Если первоначальный барьер еще не исчез, то $E > 0$.

При выводе соотношения (2) мы полагали, что концентрации электронов и дырок равны практически между собой и что каждая из этих концентраций практически одна и та же по обе стороны от перехода. Как можно показать это практически имеет место при $n_0 > N_a + N_{gk}$.

В случае интенсивных $p-n$ -столкновений $K \gg 1$. Обозначая:

$$n_{kp} = \frac{u_0}{u_n + u_p} \quad (4)$$

из (2) найдем ($K \gg 1$):

$$-\frac{2l_0}{H_{b0}} \frac{n_0^2}{n_{kp}} + (s+1) \frac{E l_0}{T} n_0 = (N_a + N_{gk}) (s+1). \quad (5)$$

$$\text{Здесь } T = \frac{kT}{e}.$$

Из (5) видно, что если полная модуляция имеет при

$$n_0 < \sqrt{\frac{H_{b0}}{2l_0} n_{kp} (N_a + N_{gk}) (s+1)}, \quad \text{то}$$

$$n_0 = \frac{(N_a + N_{gk})T}{E\lambda_0} \quad (6)$$

Если же к моменту полной модуляции $n_0 > \sqrt{\frac{H_{в0}}{2\lambda_0} n_{kp} (N_a + N_{gk})(s+1)}$ находим:

$$n_0 = \frac{s+1}{2} n_{kp} \frac{EH_{в0}}{T} \quad (7)$$

Из (7) видно, что n_0 растет, когда E убывает, т.е. мы находимся в этом случае на участке отрицательного сопротивления ВАХ коллекторного перехода. В случае отсутствия $p-n$ -столкновений:

$$n_0 = \frac{(N_a + N_{gk})(s+1)}{(s+1) \frac{E\lambda_0}{T} - 2 \frac{\lambda_0}{H_{e0}}} \quad (8)$$

Здесь зависимость накопленной концентрации от первоначальной относительно сильная. Сочетание небольших $(N_a + N_{gk})$ с $p-n$ -столкновениями, как нам кажется, наиболее оптимальное условие накопление носителей (ф-ла (7)), так как в этом случае, n_0 не зависит от N_a и в то же время легко получается необходимое нам предельное значение $1 + 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Так при $(H_{в0}/\lambda_0) \sim 10^2$, $n_{kp} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ уже при $(E\lambda_0/T) \sim 10^{-1}$ $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Если $\lambda_0 \sim 1 + 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, то E всего лишь 30 в/см . А падение инверсионного напряжения на переходе составляет:

$$U_{инв} = U_0 - E\lambda_0 \simeq T \ln \frac{N_a N_{gk}}{n_i^2} \sim 0,4 \text{ в.} \quad (9)$$

где U_0 — первоначальная высота барьера.

Так как в современных транзисторах не имеют дело со сплавными переходами, и достижение больших N_a вблизи края коллекторного перехода проблематично, следует остановиться, на формуле (7), как более реальной.

Оценим теперь падение внешнего напряжения на приборе. Нетрудно показать, что при интенсивных $p-n$ -столкновениях ($K \gg 1$) напряженность поля вне перехода⁽³⁾:

$$E_{вн} = \frac{J}{en_0} \quad (10)$$

В транзисторных структурах контакт к коллекторному переходу

инжекционного типа (n^+ — слой). Это значит, что падение внешнего напряжения на структуре будет равно:

$$U_{вн} = U_{эм} + \frac{j(N_{в0} + w_0)}{e\mu_0} - U_{нив}, \quad (11)$$

где w_0 — ширина базы.

Полагая $j \sim 10^3 \text{ а/см}^2$, $w_0 \ll N_{в0}$, $U_{эм} \sim 0,7 \text{ в}$, $U_0 \sim 10^{23}$ абс.ед, найдем $U_{вн} \sim 0,6 \text{ в}$.

μ_0 вообще говоря растет с n_0 . Однако, если в интересующем нас интервале концентраций $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ этот рост, обусловленный растущей экранировкой зарядов, учитывать, то мы получим еще меньшее остаточное напряжение, чем это было указано выше.

Таким образом, работа СМТ в «модуляционном» режиме вполне допустима и является наиболее реалистичной.

К материалу, однако, здесь предъявляются высокие требования, которые в тоже время являются при современной технологии вполне достижимыми, о чем свидетельствует практика тиристоров. А именно необходимо выполнение неравенства (которое мы уже использовали при выводе (2)): $j_{рек} \ll j$. Где $j_{рек}$ — рекомбинационная плотность тока внутри коллекторной области.

Соответствующие условия предъявляются и к эффективности эмиттерного перехода.

Теперь ток в 100 а в режиме насыщения, при запирающем напряжении 1000 в можно будет снять с площади эмиттера $0,1 \text{ см}^2$, причем число транзисторов будет всегда несколько сотен. К последней цифре мы приходим следующим образом. Как известно, вследствие оттеснения тока к краю эмиттера, эмиттирует его часть, равная по длине:

$$w_{ef} \sim w_0 \sqrt{6B_{ст}}. \quad (12)$$

$B_{ст}$ — рабочий статический коэффициент усиления.

Эта оценка относится к тем мощным транзисторам, о которых шла речь вначале статьи. Для таких приборов $w_0 \sim 2 \text{ мкм}$, $B_{ст} \sim 10$ и тогда $w_{ef} \sim 15 \text{ мкм}$.

В случае рассматриваемых сверхмощных транзисторов вместо (12) получаем по порядку величины:

$$w'_{ef} = N_{в0} \sqrt{B_{ст} \frac{u_0}{\mu_n n_0}}, \quad (K \gg 1) \quad (13)$$

и

$$w_{ef} = N_{в0} \sqrt{6B_{ст}}, \quad (K=1) \quad (14)$$

Полагая ($\omega_0 \ll H_{120}$) в (13) $H_{120} = 10^2$ мкм, $u_0 = 10^{23}$ абс. ед $n_0 \sim 10^{18}$ см⁻³, $V_{ст} = 10$, $U_n = 10^3$ см²/в сек найдем $\omega'_{ef} \sim 150$ мкм.

Это значит, что ширина эмиттеров и гребенок может быть в СМТ увеличена примерно на порядок, а следовательно, их число соответственно может в 10 раз уменьшено. Так вместо 200 000 эмиттеров можно будет для рассматриваемого СМТ взять в конечном итоге ~ 200 эмиттеров.

Отличие (13) и (14) от (12) вызвано внедрением дырок в коллекторную область и их последующим распространением в коллекторе поперек линии тока. Это ведет к дополнительной модуляции сопротивления коллектора в направлении перпендикулярном к линии тока. Такую модуляцию можно назвать «поперечной». Быстродействие СМТ будет, естественно, относительно небольшим и составит для СМТ с запирающим напряжением 1000—2000 в $\leq 10^{-5}$ сек. Для меньших напряжений, порядка 200—400, оно уже будет ≤ 1 мксек.

Нельзя не указать на одно важное обстоятельство, связанное с работой транзистора в «модуляционном» режиме. Мы до сих пор фактически рассматривали такое состояние прибора, когда его база полностью промодулирована. Нетрудно видеть, что в этом случае, считая (1) и скажем (7) ($n(+h) \sim n_0$) мы можем получить порознь n_0 и E , как функции тока.

Между тем, состояние полной модуляции наступает не всегда. Электронно-дырочная плазма может внедриться лишь, например, на расстояние x_1 . Тогда, чтобы выразить все интересующие нас величины через ток, необходимо привлечь еще одно уравнение.

Таким уравнением является уравнение эмиттерно-коллекторной цепи, которое в своем простейшем виде запишется так:

$$E_{вн} = E_0 + U_T(x_1) - U_{инв}(x_1) + U_0(x_1) + jNs_{ef}R_n. \quad (15)$$

Здесь E_0 — напряжение на эмиттере, которое в простейшем случае равно напряжению источника питания в базовой цепи.

U_0 — падение внешнего напряжения на базе, S_{ef} — эффективная площадь отдельного эмиттера, N — число эмиттеров (или гребенок), R_n — сопротивление нагрузки, U_T — падение напряжения на высокоомной части коллектора.

Здесь следует указать, что по-существу свободным параметром — числом эмиттеров N — можно воспользоваться, чтобы «стабилизировать» значение $U_T(x_1)$ и т. д., при заданных значениях, $E_{вн}$, R_n , $U_{инв}$ и других величин. Если $x_1 \ll H_{120}$ расчет транзистора желательно производить в 2-х мерном приближении.

Приведенные расчеты показывают практическую возможность создания сверхмощных транзисторов. Их проектирование и изготовление должны быть связаны с учетом новых явлений: инжекционного умножения на барьере (превышение n_0 над $N_a + N_{gk}$ при $E > 0$, формулы (6), (7) и (8)), накопление носителей из-за p — n —столкновений (формула (7)), и поперечной модуляции (формулы (13), (14)).

Переход к модуляционному режиму для не слишком быстродействующих транзисторов, уже целесообразен при токах I_a и напряжении $250 \div 300$ в.

Ереванский государственный университет

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ԲԴՐԱԿԻԳ-ԱՆՂԱՄ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆԳ

ԳԵՐՏՂՈՐ ԽՐԱՆՂԻՍՏՈՐՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրվում է գերտոր արանգիստորների ստեղծման հնարավորությունը: Փոքր մնացորդային լարում ստանալու համար, երբ արանգիստորն աշխատում է իոդանջատման ռեժիմով, առաջարկվում են օգտագործել կոլեկտորի բարձրաօհմ մասում (ԿԲՄ) անցնող հոսանքի միջոցով դիմադրության մոդուլացման երևույթը:

Քննարկվում են արգելքի վրա հոսանքակիրների ինժեկցիոն բազմապատկման, $p-n$ բախումների հետևանքով հոսանքակիրների կուտակման, ԿԲՄ դիմադրության լայնական մոդուլացիայի էֆեկտները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, Л. С. Сандлер, А. Тешабаев, А. В. Юровский, Радиотехника и электроника, т. 8, № 10, стр. 1776 (1963). ² Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, т. 9, № 10, стр. 1898 (1964). ³ Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, Л. С. Сандлер, А. Тешабаев, А. В. Юровский, Радиотехника и электроника, т. 8, № 11, стр. 1919 (1963). ⁴ Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев, «Известия АН АрмССР», серия Физика, т. 4, стр. 83 (1969).