

УДК 621.382

МОЩНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ СВЧ-ИСТОЧНИКИ, ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

В. П. Калинушкин, А. А. Рухадзе

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

М. В. Кузелев

Полиграфическая академия, Москва, Россия

И. М. Минаев

Военно-воздушная академия им. Н. Е. Жуковского

Современные релятивистские мощные импульсные плазменные СВЧ-источники позволяют достичь пиковые мощности в сотни мегаватт в миллиметровом диапазоне длин волн и в несколько гигаватт — в сантиметровом при оптимальном КПД порядка 10–15 %. Плазменные источники допускают относительно легкую перестройку частоты путем изменения плотности плазмы в них, а также реализацию узкополосного, почти монохроматического, режима генерации излучения, и создание широкополосных шумовых генераторов СВЧ с $\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 1$. Обсуждаются возможные применения таких источников СВЧ для обнаружения малозаметных целей, имитации функционального воздействия радиоприемных и передающих систем и элементы микроэлектроники мощных атмосферных импульсов и др.

Одним из наиболее значительных достижений последних десятилетий в области импульсной высоковольтной техники является формирование наносекундных мегавольтных импульсов напряжений, которые позволяют преобразовать электрическую энергию в накопителях в энергию мощных импульсных релятивистских пучков с высокой эффективностью ($\geq 50\%$). В свою очередь весьма перспективным приложением импульсных и импульсно-периодических релятивистских пучков является релятивистская СВЧ-электроника и энергетика. Речь идет об использовании таких пучков в качестве источников мощного СВЧ-излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Как и в классических нерелятивистских источниках микроволнового излучения, в релятивистских источниках имеет место возбужденное излучение пучками быстрых электронов когерентных электромагнитных волн узкого либо широкого спектра частот. Однако отличие не только в релятивизме, но и в плотности самих пучков, которые настолько высоки при релятивистских энергиях электронов, что меняется механизм излучения — из одностороннего (томсоновского) он превращается в коллективный (рамановский). Все эти проблемы достаточно полно обсуждены в монографии [1].

Здесь мы рассмотрим лишь плазменную СВЧ-электронику, основанную на вынужденном черенковском механизме излучения сильноточных РЭП в плазмозаполненных электродинамических системах. Вынужденное черенковское излучение так же, как и спонтанное, бывает при выполнении условия

$$v \geq \frac{\omega}{k_{\parallel}} \approx v_{\text{ф}}, \quad (1)$$

где v — скорость электронов пучка;

ω — частота излучения;

k_{\parallel} — продольная составляющая волнового вектора;

v_{ϕ} — фазовая скорость волны в направлении скорости u .

Разность $\Delta\omega = \omega - k_{\parallel}u$, называемая расстройкой частоты или шириной спектра излучения, как и сама частота ω , зависит от геометрий пучка и плазмы, их плотностей и взаимного расположения. Поэтому изменением этих параметров (что относительно легко достигается) можно менять и частоту, и ширину спектра излучения, реализуя узкополосный, почти монохроматический, либо широкополосный, шумовой источник. В этом состоит основное преимущество плазменных источников СВЧ-излучения перед вакуумными источниками, таким как ЛБВ, ЛОВ и т. п. Именно благодаря этому плазменные источники находят применения в самых разнообразных областях науки и техники: нагрев плазмы в установках для управляемого термоядерного синтеза и обнаружение малозаметных целей, передача энергии на большие расстояния и функциональное воздействие на приемно-передающие радиоустройства и др. К сказанному следует добавить отсутствие электрических пробоев на металлических поверхностях электродинамических систем плазменных источников, что обеспечивается удалением области сильного СВЧ-поля от таких поверхностей. Вместе с тем именно это обстоятельство ограничивает длительность работы вакуумных источников при больших мощностях СВЧ-излучения.

Реализация плазменного СВЧ-источника с длительностью импульса до 10^{-6} с и мощностью до гигаватт в миллиметровой области длин волн и в десятки гигаватт — в сантиметровой на сегодняшний день почти решенная проблема, а создание импульсно-периодического источника с частотой повторения до 10^2 Гц вполне возможно в ближайшее будущее.

Таким образом, представляется возможным создание монохроматических и шумовых источников с $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 1$ со средней мощностью до 10^6 Вт. Эта огромная мощность и определяет широту проблем, в которых такие источники могут найти применения. Ниже из всех возможных проблем мы рассмотрим только возможности обнаружения малозаметных целей и функциональное воздействие на приемно-передающие радиосистемы и средства, и элементы микроэлектроники.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЧ

Прежде чем изложить основные положения теории плазменных источников, опишем конкретную экспериментальную схему источника (рис. 1), который был реализован в ИОФАН и на котором проводились все описанные ниже исследования [2—5].

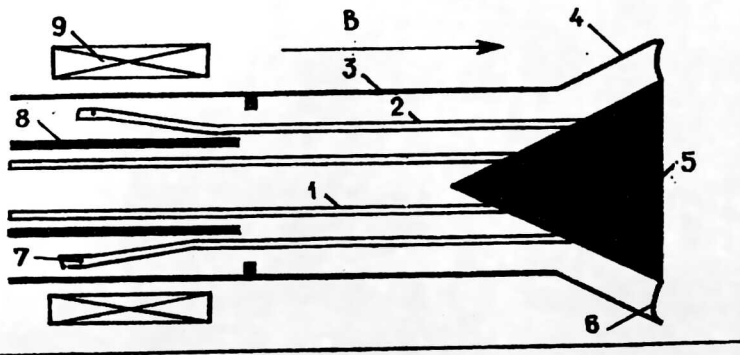


Рис. 1. Схема плазменного СВЧ-генератора: 1 — электронный пучок; 2 — плазма; 3 — металлический волновод; 4 — коаксиальный конический излучающий рупор; 5 — коллектор; 6 — диэлектрическое окно; 7 — кольцевой горячий катод плазменного источника; 8 — медная трубка; 9 — катушка "быстрого" магнитного поля

Здесь K — взрывоэмиссионный магнитоизолированный диод с магнитным полем $B_0 \approx 25$ кГаусс формирует тонкий трубчатый релятивистский электронный пучок со средним радиусом $r_b \approx 0,6$ см и толщиной $\Delta_b \approx 1$ мм. Ток пучка в магнитоизолированном диоде определяется формулой [6]

$$I_b \approx \frac{6(\gamma - 1)^2}{(\gamma^{2/3} + 2)(\gamma^{2/3} - 1)^{1/2} \ln R / r_b}, \text{ кА}, \quad (2)$$

где $R = 1,8$ см — радиус цилиндрического металлического волновода;

γ — релятивистский фактор энергии электронов.

Эксперименты проводились для $\gamma = 2$ ($\xi_b \approx 0,5$ МэВ) и $I_b \approx 2$ кА.

На внешней поверхности анода расположена электронная пушка, генерирующая длинноимпульсный (десятки микросекунд) электронный пучок с энергией $\approx 0,6$ кэВ и током до 100 А, который создает трубчатую плазму, ионизируя остаточный газ (ксенон) при давлении $P_0 \approx 10^{-3}$ тор. Плотность плазмы при этом может достигать $n_p \approx 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Эксперименты по возбуждению электромагнитного излучения проводились в распадающейся плазме при плотностях 10^{12} см $^{-3} \approx n_p - 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, что позволило варьировать частоту излучения в довольно широком интервале $5 \cdot 10^{11}$ с $^{-1} \leq \omega \leq 2 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$. При этом толщина плазменного слоя $\Delta_p \approx 1$ мм, а его средний радиус варьировался $0,7 \leq r_p \leq 1$ см, что дало возможность существенно менять коэффициент связи поля излучения с РЭП и тем самым механизм вынужденного излучения, переходя от комптоновского (одночастичного) к рамановскому (коллективному) с увеличением зазора между плазменным слоем и трубчатым РЭП.

Приведенные выше параметры плазмы и пучка учитывались при расчетах плазменных усилителей и генераторов СВЧ на релятивистских электронных пучках. Прежде всего приведем данные о возбуждаемых пучком электромагнитных колебаниях. Это кабельная волна, описываемая следующим уравнением Максвелла для потенциала Герца [1]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} \psi - \chi_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2} \right) \psi = 0.$$

Здесь r — радиальная координата;

ω — частота;

l — азимутальное волновое число;

$k_{||}$ — продольное волновое число азимутальной моды, причем

$$\chi_0^2 = k_{||}^2 - \omega^2 / c^2, \text{ а } \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_p}{m}, \text{ где } n_p \text{ — плотность плазмы в слое.}$$

Компоненты полей \vec{E} и \vec{B} выражаются через потенциал Герца с помощью соотношений

$$E_z = -\chi_0^2 \psi; \quad E_r = ik_{||} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad E_\varphi = -k_{||} \frac{l}{r} \psi;$$

$$B_z = 0; \quad B_r = \frac{\omega}{c} \frac{l}{r} \psi; \quad B_\varphi = i \frac{\omega}{c} \frac{\partial \psi}{\partial r}.$$

Взаимодействие РЭП, распространяющегося вдоль внешнего магнитного поля $\vec{u} || \vec{B}_0 || oz$, согласно закону Джоуля Ленца, происходит только с продольной

компонентой поля E_z ибо

$$\vec{I}_b \vec{E} = en_b u E_z.$$

На рис. 2 приведены радиальные распределения поля $E_z(r)$ для азимутальных мод с $l=0$ и $l=1$ и различных плотностей плазмы $n_{p2} > n_{p1}$. Видно, что поле E_z для моды с $l=1$ всегда меньше, чем для симметричной моды с $l=0$. Поэтому всегда наблюдается преимущественное возбуждение последней. Кроме того, поле E_z при $n_{p2} > n_{p1}$ спадает с удалением от $r = r_p$ быстрее, а следовательно, с увеличением плотности плазмы связь пучка с продольным полем волны ослабляется. Это обстоятельство лежит в основе управления характером возбуждения различных мод и механизмов вынужденного излучения или, как говорят, в основе управления селекцией мод.

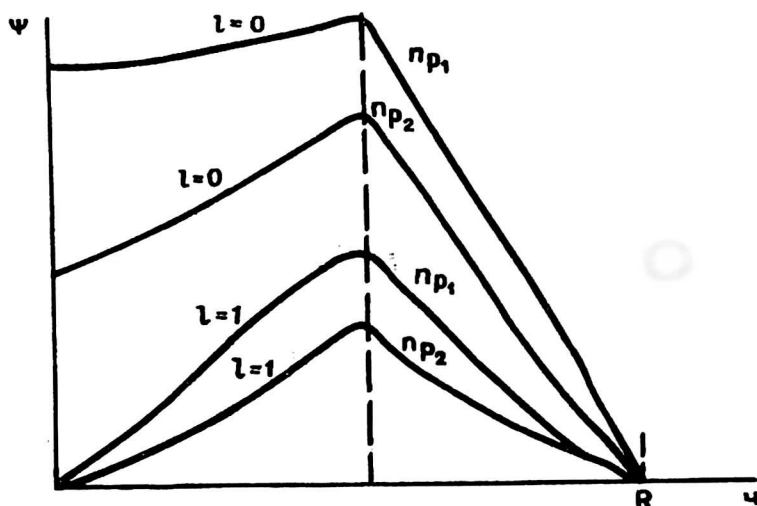


Рис. 2. Радиальные распределения продольной компоненты электрического поля для азимутальных мод $l=0$ и $l=1$ и различных плотностей плазмы $n_{p2} > n_{p1}$.

Явление вынужденного Черенковского излучения имеет место при условии (1), где $\omega(k_{||})$ — частота собственных колебаний системы в отсутствие пучка. На рис. 1 представлены собственные значения $\omega(k_{||})$. В общем случае они имеют громоздкий вид. На рис. 3 приведены результаты численного расчета $\omega(k_{||})$ для мод с $l=0$ и $l=1$. Здесь же приведена прямая $\omega = k_{||}u$. На пересечениях этой прямой с $\omega(k_{||})$ и происходит возбуждение плазменного источника излучения, и эта частота определяется простой формулой [6]:

$$\omega_{рез} = k_{||рез} u; u = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp l}^2 u^2 \gamma^2}. \quad (3)$$

$$k_{\perp 0}^2 = \frac{1}{r_p \Delta_p} \frac{1}{\ln R / r_p}; k_{\perp 1}^2 = \frac{2}{r_p \Delta_p} \left(1 - \frac{r_p^2}{R^2} \right)^{-1}.$$

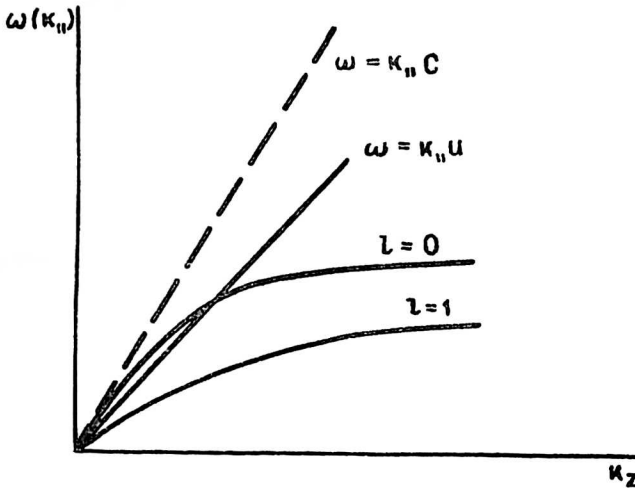


Рис. 3. Дисперсионные кривые $\omega(k_z)$ для мод $l = 0$ и $l = 1$

Из соотношения (3) следует вывод, что существует порог по плотности, выше которого только и возможна работа плазменного источника СВЧ, т. е.

$$\omega_{рез}^2 = k_{\perp 0}^2 u^2 \gamma^2 = \frac{1}{r_p \Delta_p} \frac{1}{\ln R/r_p} u^2 \gamma^2.$$

Причем с ростом плотности плазмы частота $\omega_{рез}$ растет, и в силу вступают высшие моды по $k_{\perp l}^2$.

Учтем теперь наличие РЭП. Взаимодействуя с волной, он усиливает ее, или, как говорят, под действием поля волны происходит вынужденное Черенковское излучение такой же волны, и ее амплитуда растет вдоль направления движения пучка. Коэффициент усиления при этом определяет расстойку частоты $\Delta\omega = u\delta k$, причем коэффициент усиления равен [1]:

$$\delta k(\omega) = \frac{\omega}{u} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\Delta_p \Gamma_B}{2\Delta_p r_p} \frac{\omega_b^2}{\gamma^5 \omega_p^2} \right)^{1/3}, \text{ если } \delta\omega \gg \omega_b \gamma^{-3/2}; \quad (4)$$

при выполнении обратного неравенства $\delta\omega \ll \omega_b \gamma^{-3/2}$, когда доминирующим является рамановский (коллективный) механизм, имеет место томсоновский (одночастичный) механизм излучения,

$$\text{и } \delta k = \frac{\omega}{u} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta_b \Gamma_B}{2\Delta_p r_p} \frac{\omega_b^2}{\gamma^5 \omega_p^2} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Частота излучения ω определяется формулой (3), а величина $\Delta\omega = u\delta k$ определяет ширину спектра излучения. Видно, что с уменьшением отношения $\Gamma_b \Gamma_B / r_p \Delta_p$, т. е. увеличением зазора между пучком и плазменным слоем, происходят переход от томсоновского (одночастичного) механизма вынужденного излучения к рамановскому (коллективному) механизму и сужение спектра излучения. В этом состоит одна из возможностей управления спектром излучения черенковского плазменного источника СВЧ. На рис. 4, а, б представлены частотные зависимости $\delta k(\omega)$, соответственно, для томсоновского и рамановского режимов вынужденного излучения, из которых явно видно, что в рамановском режиме область частот вынужденного излучения значительно уже, чем в томсоновском.

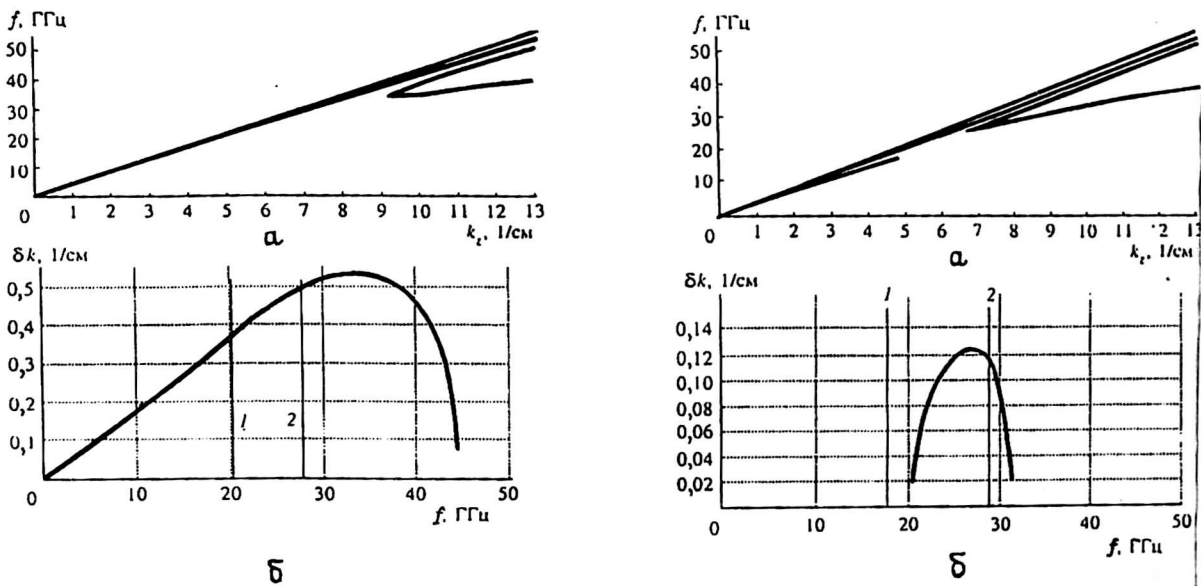


Рис. 4. Частотные зависимости $\delta k(\omega)$ для: томсоновского (а) и рамановского (б) режимов вынужденного излучения

В случае СВЧ-усилителя выходная мощность $P_{\text{вых}}$ излучения определяется через входную $P_{\text{вх}}$ соотношением

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} e^{2\delta k L}.$$

Это соотношение позволяет найти условие самовозбуждения системы. Так, если на входном конце (см. рис. 1) имеется отражатель с коэффициентом отражения α (по полю), то самовозбуждение наступает при

$$\delta k > \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\alpha}.$$

Поскольку δk , согласно (4) и (5), зависит от тока пучка (через ω_b^2), то это соотношение, в свою очередь, определяет стартовый ток возбуждения генератора СВЧ.

Таким образом, наряду с пороговой плотностью плазмы, существует стартовый ток пучка либо стартовая длина резонатора, превышение которых необходимо для работы СВЧ-источника в режиме генерации излучения. Усилитель работает только при значениях этих величин ниже стартовых. Плотность же плазмы должна превышать пороговое значение всегда. Правда, коэффициент усиления в рамановском режиме значительно ниже, примерно в пять раз. Поэтому томсоновский режим предпочтительнее, в особенности, когда речь идет о плазменном СВЧ-усилителе. Здесь следует обратить внимание на то, что не всегда спектр на выходе из усилителя повторяет подаваемый на вход спектр излучения. Как показано в работе [7], при подаче на вход монохроматического либо широкополосного шумового излучения даже в томсоновском режиме выходной спектр оказывается узкополосным, а при подаче регулярного широкополосного излучения спектр на выходе оказывается шумовым, а эффективность усилителя падает. Это показано на рис. 5 для пучка с $\gamma = 2$, $I_b = 2$ кА.

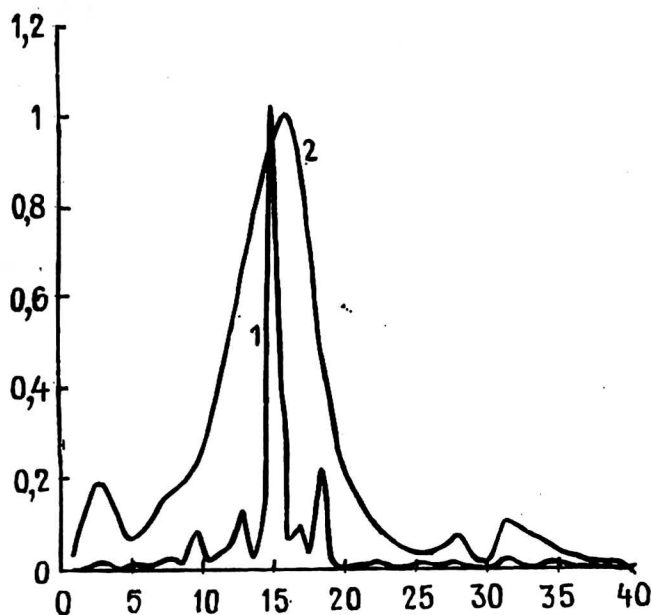


Рис. 5. Выходной спектр излучения в томсоновском режиме:
1 — соответствует шумовому, а
2 — регулярному входному спектрам для $\gamma = 2$, $I_b = 2$ кА

Еще одной важной характеристикой любых источников вынужденного когерентного излучения является эффективность или КПД.

Расчет КПД связан с решением нелинейных уравнений динамики электронов пучка в поле возбуждаемой волны. Такой расчет проведен в работе [1]. КПД как функция параметра μ , характеризующего ток пучка I_b , представлен на рис. 6.

$$\mu = \left(\frac{I_b \ln \frac{R}{r_b}}{2\gamma} \right)^{1/3} \quad (6)$$

где I_b — ток пучка, кА.

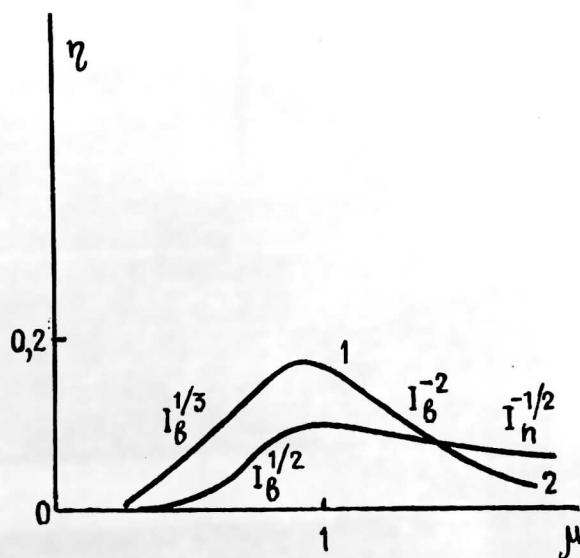


Рис. 6. Зависимость эффективности излучения от тока пучка: 1 — томсоновский режим; 2 — рамановский режим

Из рис. 6 видно, что для обоих механизмов излучения оптимум КПД достигается при $\mu \approx 1$, причем для томсоновского механизма $\eta_{\max} \approx 0,2$, а для рамановского $\eta_{\max} \approx 0,1$. При $\mu \gg 1$ эффективность излучения падает для томсоновского механизма как $1/\mu^3$, а для рамановского — как $1/\mu^2$, и уже при $\mu > 2$ эффективность при рамановском механизме излучения становится преобладающей, хотя и малой. Однако мощность излучения растет с током, в то время как в случае томсоновского механизма мощность излучения при $\mu > 2$ остается практически неизменной.

Полученный в работе [7] результат свидетельствует об уникальных свойствах магнитоизолированного диода применительно для черенковских СВЧ-источников на РЭП, как плазменных, так и вакуумных, поскольку и для вакуумных источников оптимум эффективности излучения должен достигаться при $\mu \approx 1$ (по крайней мере, при $\gamma^2 \gg 1$). Подставляя в (6) формулу для тока магнитоизолированного диода (2), получим функцию $\mu(\gamma)$, представленную на рис. 7. Видно, что $\mu_{\max} \approx 1,4$, причем при $\gamma > 3$ величина $\mu \approx 1$ и практически не меняется с ростом γ . Это означает, что релятивистский магнитоизолированный диод автоматически обеспечивает работу релятивистского плазменного источника СВЧ в оптимальном режиме.

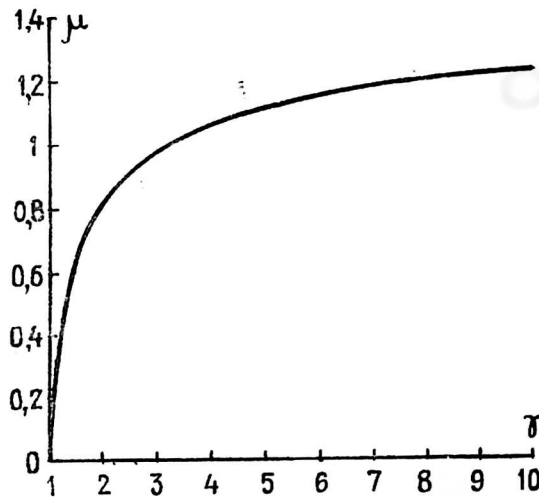


Рис. 7. Зависимость $\mu(\gamma)$ для магнитоизолированного диода

Приведем итоговую таблицу для мощности и КПД для плазменного СВЧ-усилителя с магнитоизолированным диодом и оптимальной длиной для пучка $\gamma = 2$, $I_b = 2$ кА (в скобках указаны данные с широкополосным шумовым излучением на выходе) (таблица).

γ/I_b	μ	L , см	P_D , мВт	$P_{\text{вых}}$, мВт	η , %
2/2 кА	0,79	18	1022	180 (80)	17,6 (8)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты проводились в лаборатории плазменной электроники ИОФАН на установках со следующими параметрами пучка: $r_b = 0,65$ см; $\gamma = 2$; $I_b = 2$ кА (см. рис. 1). Остальные параметры — плотность плазмы, средний радиус плазменного слоя, длина системы — варьировались, при этом исследовался режим генерации СВЧ.

Подтверждением развитой выше теории было обнаружение пороговой плотности плазмы, выше которой происходила генерация СВЧ-излучения. Это показано на рис. 8 для пучка с током $I_b = 2,4$ кА; $r_b = 0,65$ см; $r_p = 0,8$ см; $v_0 = 600$ кВ и $L = 25$ см. Генерация возникла при плотности $n_p > 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и резко возрастала с ее ростом, достигая максимума мощности при $n_p \approx 10^{13}$ см⁻³, $P_{\text{вых}} \approx 300$ —350 МВт, а затем при $n_p > 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ мощность излучения резко падала, практически исчезая при $n_p \approx 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

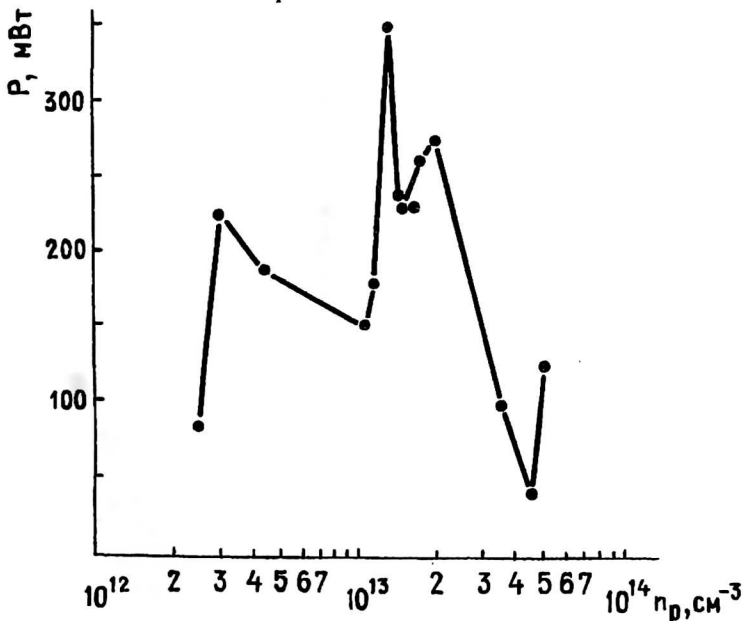


Рис. 8. Зависимость мощности излучения от плотности плазмы

Теоретическое значение критической плотности $n_{p_{кр}} \approx 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом. Эффективность излучения достигала значения 20 %, что вполне соответствует расчетному оптимальному значению.

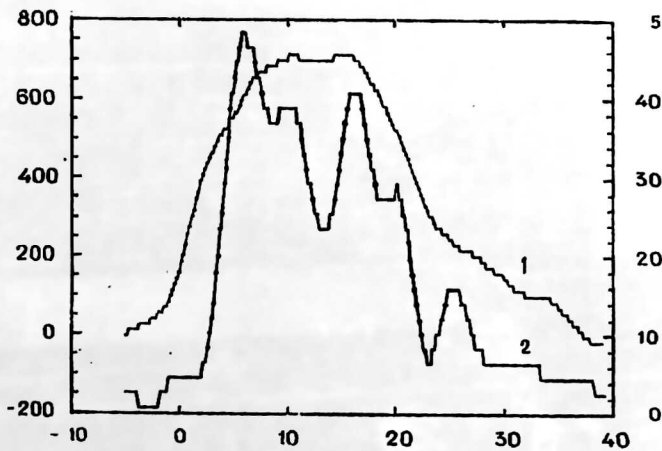


Рис. 9. Формы импульсов напряжения (1) и СВЧ (2)

Форма импульса напряжения и форма импульса излучения СВЧ, свидетельствующая о хорошем соответствии между ними, показаны на рис. 9.

На рис. 10 приведены зависимости оптимальной мощности излучения (при оптимальных значениях длины и радиуса плазмы) в зависимости от плотности плазмы (разрядного тока). Здесь же показаны значения полной энергии излучения СВЧ в импульсе. Оптимальные мощности хорошо согласуются с приведенными в таблице расчетными значениями.

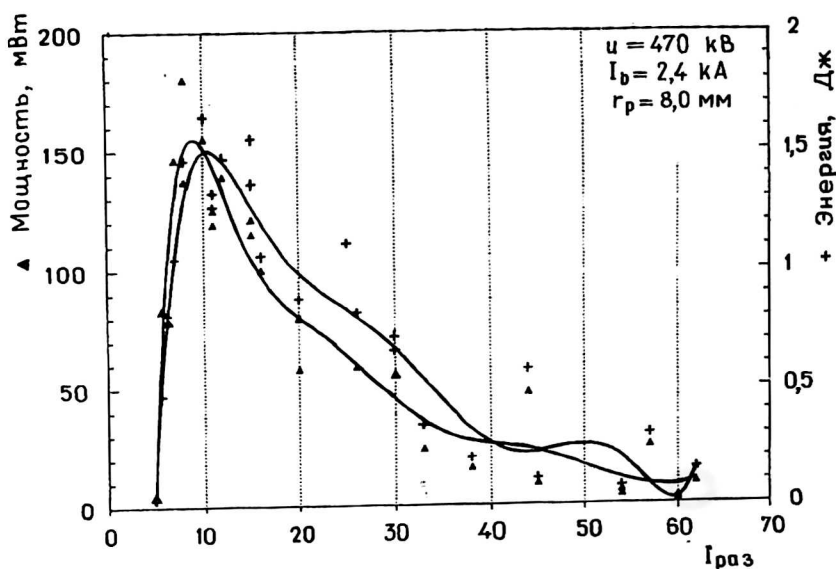


Рис. 10. Зависимости мощности и полной энергии излучения от плотности плазмы (разрядного тока) для пучка $\gamma = 2$, $I_0 = 2,4 \text{ кА}$

Значения спектра СВЧ-генератора приведены на рис. 11, а—е для различных значений r_b и r_p , соответствующих томсоновскому и рамановскому режимам работы источника [5]. Гистограммы в виде сплошных линий — эксперимент, расчетные данные — в виде точек. Согласие вполне удовлетворительное и демонстрирует сужение спектра излучения при переходе от томсоновского в рамановский режим работы источника.

Таким образом, можно утверждать, что в плазменных источниках СВЧ удается реализовать высокоэффективное (КПД $\approx 15\text{--}20\%$) когерентное излучение как широкополосное ($\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 1$), так и узкополосное ($\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 5\%$) с мощностью до 300—500 МВт. Кроме того, из-за удаленности сильного поля СВЧ от металлических поверхностей (в особенности в случае плотной плазмы) опасностей пробоев нет, и вполне возможна реализация частотного режима генерации. Такие эксперименты с частотой повторения 100 Гц уже проводятся и полностью подтверждают эту возможность.

Приведенные характеристики плазменных источников открывают широкие возможности их практического применения, в первую очередь, это:

- передача энергии на большие расстояния и дальняя радиолокация;
- создание и поддержание искусственных плазменных зеркал и экранов;
- нагрев плазмы в термоядерных установках;
- ускорение заряженных частиц в суперколлайдерах и мезонных фабриках;
- обнаружение широкополосным импульсом СВЧ труднозондируемых целей;
- функциональное воздействие на современные средства связи и моделирование воздействия импульсов СВЧ.

Ниже рассмотрим некоторые проблемы на базе исследований, проводимых в отделе колебаний ИОФАН и ВВА им. Н. Е. Жуковского.

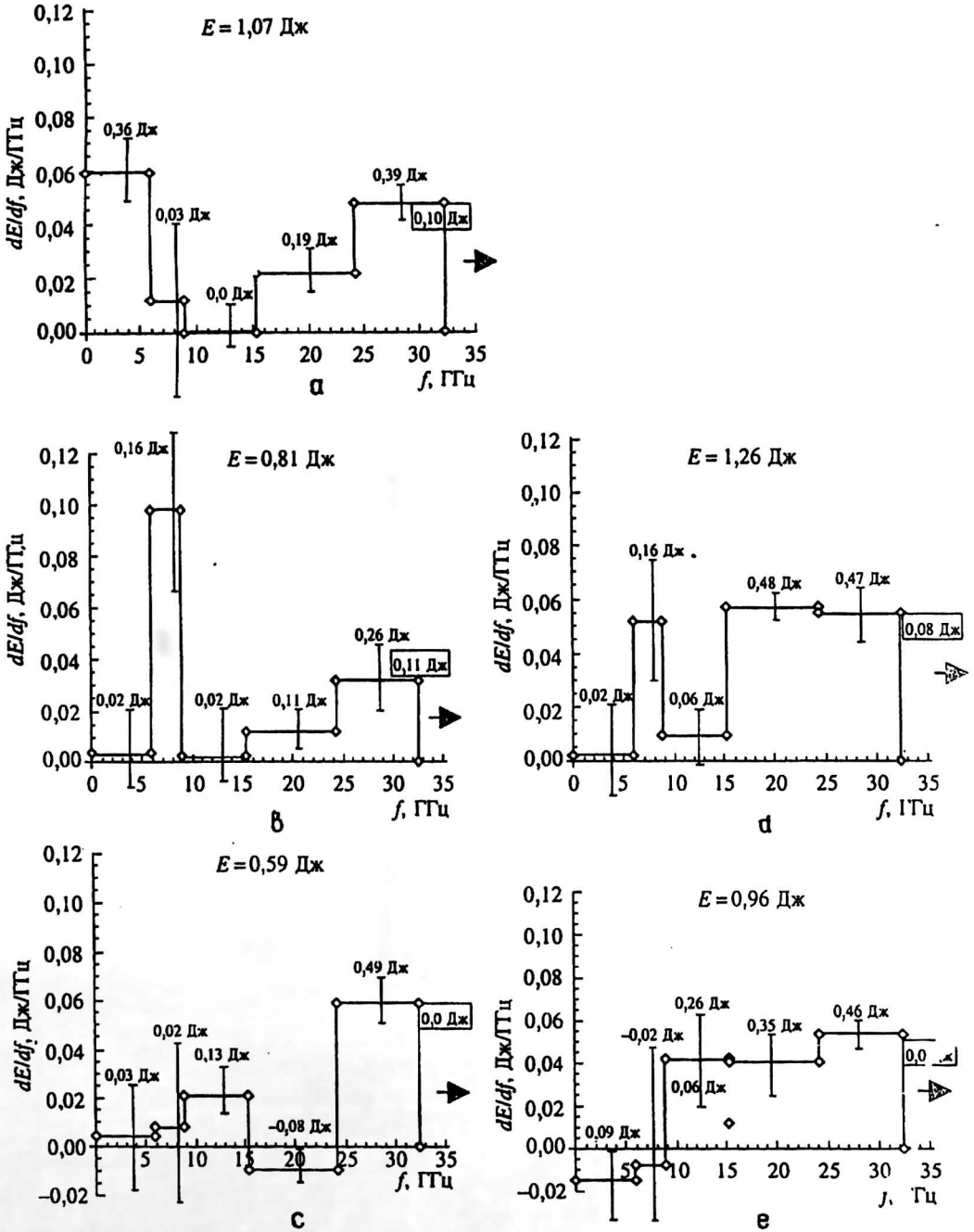


Рис. 11. Экспериментальные спектры: а-с — спектры, измеренные при радиусе плазмы $R_p = 0,8$ см; d, e — при $R_p = 1,05$ см; а — при $n_p = 1,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ ($f_p = 34$ ГГц); б, d — при $n_p = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ ($f_p = 48$ ГГц); с, е — при $n_p = 3,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³ ($f_p = 54$ ГГц). Пороговое значение плотности плазмы для $R_p = 0,8$ см равно $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, а для $R_p = 1,05$ см — $2,10^{13}$ см⁻³.

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОРАЗМЕРНЫХ (МАЛОЗАМЕТНЫХ) ЦЕЛЕЙ

Одно из важнейших направлений повышения эффективности радиолокационных станций обнаружения и сопровождения целей — расширение их возможностей по обнаружению малоразмерных и малозаметных целей.

Помимо других путей, эти возможности повышаются и за счет роста мощности передатчика. Например, в широко освещавшейся в печати программе США Stealth ставилась задача снизить эффективную поверхность отражения (ЭПО) летательных аппаратов (ЛА) до значений порядка $0,01 \text{ м}^2$. Точных данных значений ЭПО ЛА, созданных по программе Stealth, нет, но если ориентироваться на уровне ЭПО $\approx 0,3 \div 0,01 \text{ м}^2$, что в принципе достижимо, можно оценить необходимую мощность радиолокационных станций (РЛС), достаточную для обнаружения ЛА с такими значениями ЭПО на различных расстояниях. Дальность обнаружения выражается формулой:

$$D_{об} = \left(\frac{P_n G_A^2 \sigma_{ц} \lambda^2}{(4\pi)^3 P_{n,p} \min q k} \right)^{1/4},$$

где P_n — мощность излучения РЛС, Вт;

G_A — коэффициент усиления антенны, $G_A = 4\pi S_{эф}/\lambda^2$; $S_{эф} = \beta S_{геом}$;

$\beta = 0,5-0,7$ — коэффициент использования антенны;

$S_{геом}$ — геометрическая площадь антенны, м^2 ;

λ — длина волны излучения, м;

$\sigma_{ц}$ — ЭПО цели, м^2 ;

$P_{n,p\min}$ — чувствительность приемника;

$q = 1$ — параметр обнаружения;

k — результирующий коэффициент потерь, $k \approx 5$.

Зависимость дальности обнаружения цели от мощности передатчика для различных $\sigma_{ц}$ представлена на рис. 12.

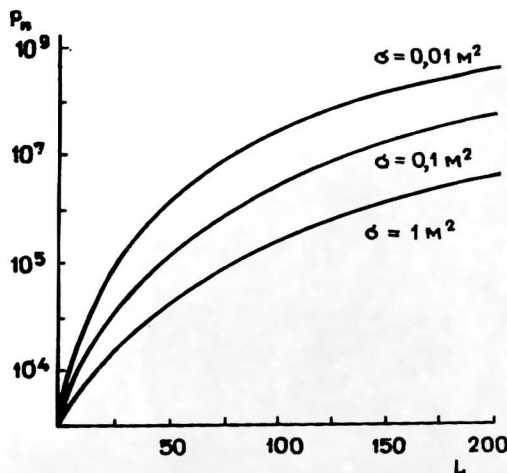


Рис. 12. Зависимость дальности обнаружения от мощности передатчика при различных $\sigma_{ц}$

Полученные результаты показывают, что для обнаружения цели с $\sigma_{ц} = 0,01 \text{ м}^2$ на дальности ~ 200 км при $S_{геом}$ антенны ~ 4 м^2 необходимо иметь передатчик

в сантиметровой области длин волн с мощностью излучения $\sim 10^9$ Вт. Если передатчик с такой мощностью излучения будет работать в режиме, обычно применяемом в штатных РАС, то на три порядка возрастает потребляемая мощность и, соответственно, появятся проблемы энергообеспечения, охлаждения и т. д.

Для сохранения энергопотребления на прежнем уровне и массогабаритных характеристик РАС необходимо переходить в режим работы с короткими импульсами, т. е. длительность импульса излучения должна составлять единицы наносекунд.

Так как для создания малоотражающих ЛА, помимо изменения формы планера, широко применяются различные покрытия и поглощающие материалы, то эффективная поверхность отражения имеет ярко выраженную зависимость от длины излучения λ . Среди большого многообразия радиопоглощающих покрытий можно выделить следующие основные классы [8]:

- ферромагнитное покрытие или магнитный экран Солсбери;
- резонансное покрытие Доленбака;
- широкополосное покрытие;
- электрический экран Солсбери.

Реальные покрытия могут относиться к одному из приведенных типов либо являться их комбинацией.

Пример зависимости коэффициента отражения ферромагнитного покрытия от отношения толщины ферромагнитного слоя к длине волны приведен на рис. 13. Видно, что при $a/\lambda > 0,01$ коэффициент отражения становится менее 10 %. Свойства таких покрытий зависят от отношения величин диэлектрической и магнитной проницаемости материала. Ограничением является также и толщина покрытия, поскольку для ЛА существенное значение имеет все покрытие. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Пусть на пленку с толщиной a , изготовленную из электродинамически изотропного материала с диэлектрической и магнитной проницаемостью, соответственно $\epsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$, нормально падает электромагнитный импульс:

$$f_0(t) = \int d\omega e^{-i\omega t} f_0(\omega); \quad f_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int dt e^{i\omega t} f_0(t). \quad (7)$$

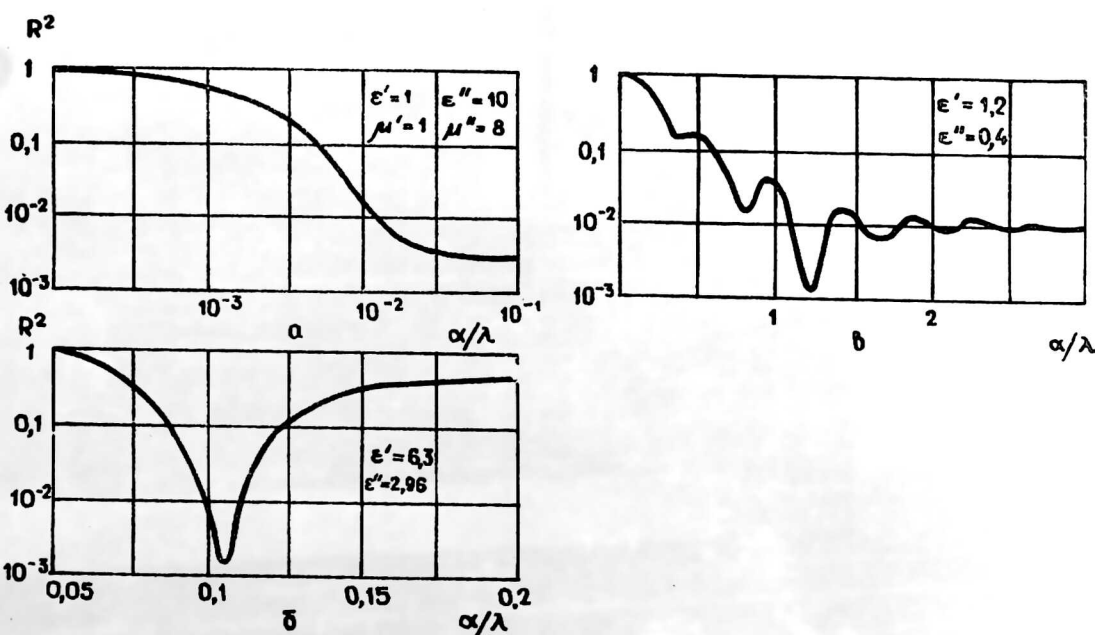


Рис. 13. Зависимость коэффициента отражения от отношения a/λ :
 а — ферромагнитное РПП; б — резонансное РПП; в — широкополосное РПП

Рассмотрим отражение одной Фурьегармоники $f_0(\omega)$ разложения (7) от такой пленки, нанесенной на металлическую поверхность.

Решение задачи электродинамики при этом приводит к следующей связи между амплитудами отраженной $f_1(\omega)$ и падающей $f_0(\omega)$ волн [9, 14]:

$$f_1(\omega) = F(\omega)f_0(\omega); \quad |F_0(\omega)|^2 = \frac{\left| i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\sigma}{\lambda_0} + 1 \right|^2}{\left| i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\sigma}{\lambda_0} - 1 \right|^2}.$$

Здесь $\lambda_0 = \frac{c}{\omega}$ — длина волны падающего излучения в вакууме;

$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ — в материале пленки.

Квадрат модуля величины $F(\omega)$ определяет коэффициент отражения по мощности волны с частотой R^2 , т. е.

$$R^2 = |F(\omega)|^2. \quad (8)$$

В случае тонкой пленки, для которой $\sigma \ll \lambda \ll \lambda_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, формула (8) значительно упрощается и принимает вид:

$$R^2 = \frac{\left| i\mu \frac{\sigma}{\lambda_0} + 1 \right|^2}{\left| i\mu \frac{\sigma}{\lambda_0} - 1 \right|^2}.$$

Отсюда видно, что при $\mu = i \frac{\lambda_0}{\sigma}$ — коэффициент отражения $R^2 \rightarrow 0$, т. е. наблюдается полное поглощение излучения.

Таким образом, для достижения полного поглощения излучения на частоте ω на покрытой пленкой металлической поверхности материалом для изготовления пленки должен быть ферромагнетик с чисто мнимой магнитной проницаемостью $|\mu| = \frac{\lambda_0}{\sigma} \gg 1$. Отсюда следует, что при $\sigma \ll \lambda$ диэлектрическая проницаемость материала пленки должна быть $|\varepsilon| \ll |\mu|$. Если на рассматриваемую поверхность падает не монохроматическая волна, а импульс излучения $f_0(t)$, то отраженный импульс будет определяться как:

$$f_1(t) = \int dt' F(t-t') f_0(t'); \\ F(t-t') = \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{-i\omega(t-t')} F(\omega). \quad (9)$$

Из формул (9) следует, что интенсивность отраженного сигнала существенным образом зависит от вида функции $F(\omega)$, ее поведения в широком диапазоне частот ω . На рис. 14 представлена зависимость R^2 от длины волны λ для резонансного радиопоглощающего материала (РПМ). На рис. 15 и 16 приведена зависимость оптимальных величин соответственно диэлектрического и магнитного покрытий от σ/λ для получения резонансного РПМ. Более широкополосные

материалы могут быть созданы на основе композиционных магнитных полупроводников, состоящих из свободных и вкрапленных магнитных микрочастиц с локализованными жесткими моментами \vec{m}_0 и внутреннем полем $\vec{H}_{00} \parallel \vec{m}_0$. Поскольку моменты \vec{m}_0 распределены в среде хаотически, то среда в отсутствие внешнего магнитного поля оказывается изотропной, т. е. $\vec{M}_{\text{оср}} = \sum \vec{m}_0 = 0$. Область локализации микрочастиц с магнитным моментом m_0 и внутренним полем \vec{H}_{00} считается меньше ларморовского радиуса электронов в этом поле, вследствие чего последние считаются немагнитными. При условии возможности пренебрежения тепловым движением электронов для описания высокочастотных процессов можно воспользоваться классическим уравнением отдельных частиц [10]

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{e}{m} \vec{E} - \nu \vec{v}. \tag{10}$$

Здесь \vec{v} — скорость электронов;
 e, m — соответственно, заряд и масса электронов;
 ν_e — обратное время релаксации импульса электрона в среде.

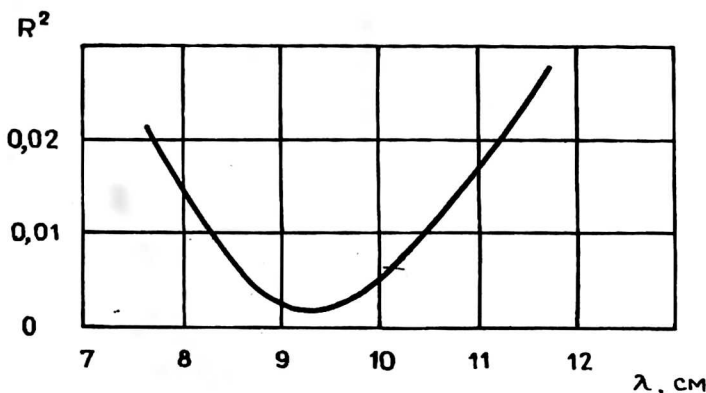


Рис. 14. Зависимость коэффициента отражения R^2 от длины волны λ для резонансного поглотителя

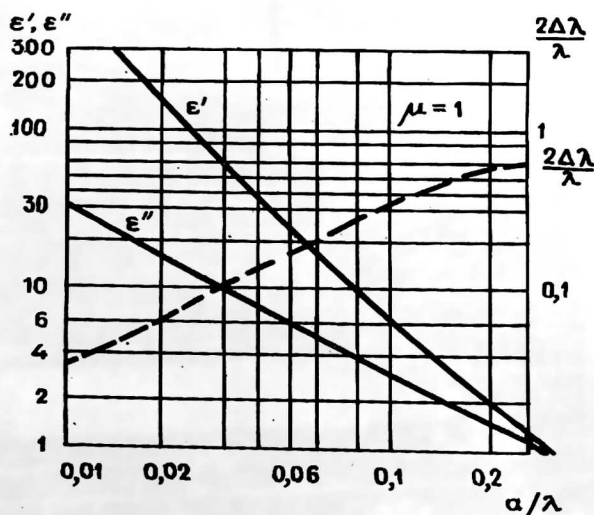


Рис. 15. Зависимость оптимальных параметров диэлектрического покрытия от a/λ

Рассмотрим отражение одной Фурьегармоники $f_0(\omega)$ разложения (7) от такой пленки, нанесенной на металлическую поверхность.

Решение задачи электродинамики при этом приводит к следующей связи между амплитудами отраженной $f_1(\omega)$ и падающей $f_0(\omega)$ волн [9, 14]:

$$f_1(\omega) = F(\omega)f_0(\omega); \quad |F_0(\omega)|^2 = \frac{\left| i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\sigma}{\lambda_0} + 1 \right|^2}{\left| i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \operatorname{tg} \frac{\sigma}{\lambda_0} - 1 \right|^2}.$$

Здесь $\lambda_0 = \frac{c}{\omega}$ — длина волны падающего излучения в вакууме;

$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ — в материале пленки.

Квадрат модуля величины $F(\sigma)$ определяет коэффициент отражения по мощности волны с частотой R^2 , т. е.

$$R^2 = |F(\omega)|^2. \quad (8)$$

В случае тонкой пленки, для которой $\sigma \ll \lambda \ll \lambda_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, формула (8) значительно упрощается и принимает вид:

$$R^2 = \frac{\left| i\mu \frac{\sigma}{\lambda_0} + 1 \right|^2}{\left| i\mu \frac{\sigma}{\lambda_0} - 1 \right|^2}.$$

Отсюда видно, что при $\mu = i \frac{\lambda_0}{\sigma}$ — коэффициент отражения $R^2 \rightarrow 0$, т. е. наблюдается полное поглощение излучения.

Таким образом, для достижения полного поглощения излучения на частоте ω на покрытой пленкой металлической поверхности материалом для изготовления пленки должен быть ферромагнетик с чисто мнимой магнитной проницаемостью $|\mu| = \frac{\lambda_0}{\sigma} \gg 1$. Отсюда следует, что при $\sigma \ll \lambda$ диэлектрическая проницаемость материала пленки должна быть $|\varepsilon| \ll |\mu|$. Если на рассматриваемую поверхность падает не монохроматическая волна, а импульс излучения $f_0(t)$, то отраженный импульс будет определяться как:

$$\begin{aligned} f_1(t) &= \int dt' F(t-t') f_0(t'); \\ F(t-t') &= \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{-i\omega(t-t')} F(\omega). \end{aligned} \quad (9)$$

Из формул (9) следует, что интенсивность отраженного сигнала существенным образом зависит от вида функции $F(\omega)$, ее поведения в широком диапазоне частот ω . На рис. 14 представлена зависимость R^2 от длины волны λ для резонансного радиопоглощающего материала (РПМ). На рис. 15 и 16 приведена зависимость оптимальных величин соответственно диэлектрического и магнитного покрытий от σ/λ для получения резонансного РПМ. Более широкополосные

материалы могут быть созданы на основе композиционных магнитных полупроводников, состоящих из свободных и вкрапленных магнитных микрочастиц с локализованными жесткими моментами \vec{m}_0 и внутреннем полем $\vec{H}_{00} \parallel \vec{m}_0$. Поскольку моменты \vec{m}_0 распределены в среде хаотически, то среда в отсутствие внешнего магнитного поля оказывается изотропной, т. е. $\vec{M}_{оср} = \sum \vec{m}_0 = 0$. Область локализации микрочастиц с магнитным моментом m_0 и внутренним полем \vec{H}_{00} считается меньше ларморовского радиуса электронов в этом поле, вследствие чего последние считаются немагнитными. При условии возможности пренебрежения тепловым движением электронов для описания высокочастотных процессов можно воспользоваться классическим уравнением отдельных частиц [10]

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{e}{m} \vec{E} - \nu \vec{v}. \tag{10}$$

Здесь \vec{v} — скорость электронов;
 e, m — соответственно, заряд и масса электронов;
 ν_e — обратное время релаксации импульса электрона в среде.

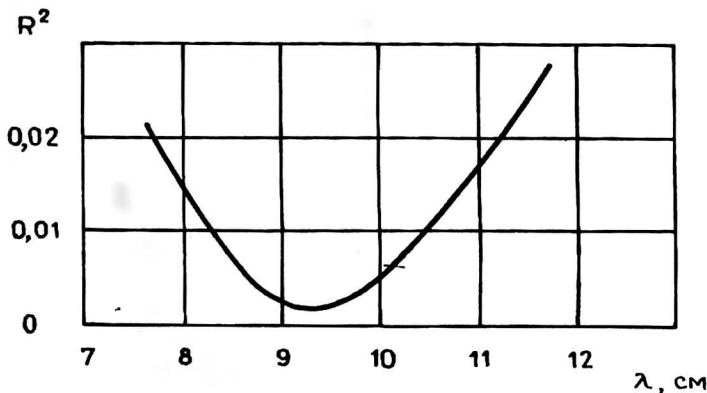


Рис. 14. Зависимость коэффициента отражения R^2 от длины волны λ для резонансного поглотителя

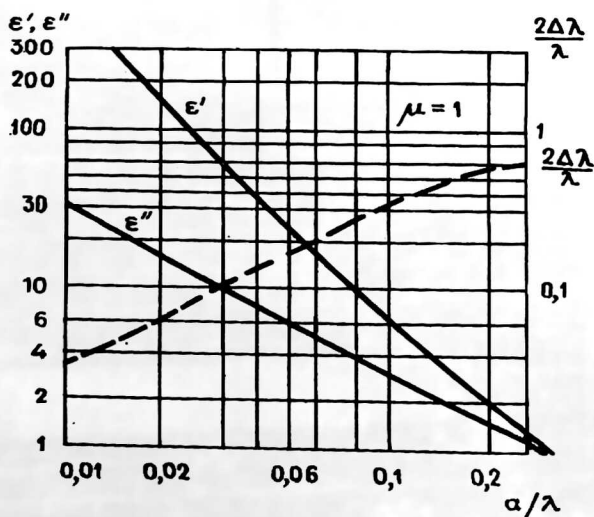


Рис. 15. Зависимость оптимальных параметров диэлектрического покрытия от a/λ

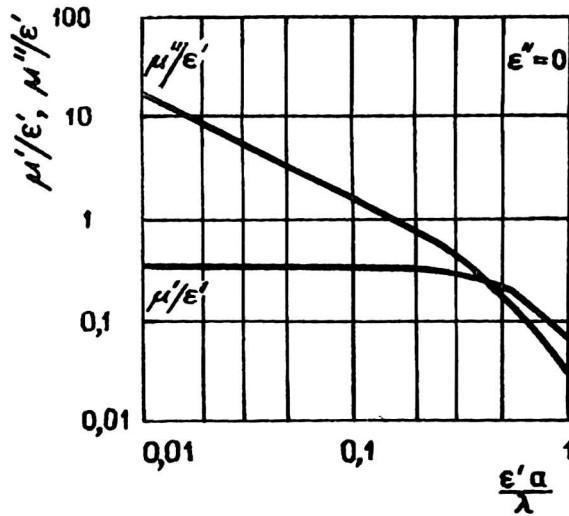


Рис. 16. Зависимость оптимальных параметров магнитного покрытия от a/λ .

Для описания малых осцилляций моментов \vec{m}_0 в поле электромагнитной волны \vec{H} около положения равновесия ($\vec{m} = \vec{m}_0 + \delta\vec{m}$, причем $\delta\vec{m} \perp \vec{m}_0$) будем исходить из линеаризованного управления Блоха [11]

$$\frac{\partial \delta \vec{m}}{\partial t} = g \left[\vec{m}_0 \times \vec{H} \right] + g \left[\delta \vec{m} \times \vec{H}_{00} \right] - \nu \delta \vec{m}, \quad (11)$$

где g — множитель Ланде для микрочастиц;
 ν — обратное время релаксации их моментов.

Определяя из (10) и (11) величины \vec{v} и $\delta \vec{m}$, находим ток в среде, индуцированный полями \vec{E} и \vec{H} СВЧ-волны

$$\vec{J} = en_e \vec{v} + cr_0 t (n \delta \vec{m}), \quad (12)$$

где n_e — плотность электронов проводимости в среде;

n — плотность микрочасти с моментами m .

Решая уравнения (10) и (11) и подставляя найденные данные в (12), следуя известным соотношениям (5), находим диэлектрическую и магнитную проницаемости среды:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_e)};$$

$$\mu(\omega) = \frac{1}{1 - \alpha(\omega)} = 1 - \frac{\omega_M^2}{(\omega + i\nu)^2 - \Omega_p^2},$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$ — ленгмюровская частота электронов;

$\omega_M = \sqrt{4\pi q^2 H_{00}^2 m_0 n}$ — магнитная частота микрочастиц;

$\Omega_p = qH_{00}$ — частота магнитного резонанса.

Эти величины также, как и ν_e, ν , подлежат экспериментальному определению.

Приведем здесь порядок этих величин для типичного магнитного полупроводника-феррита: $\omega_M \sim \omega_p \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\Omega_p \approx 10^9 \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $\nu_e \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $\nu \approx 10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Легко видеть, что в области частот $\omega \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, причем вблизи

частот магнитного резонанса $\omega \approx \Omega_p$, имеем $\mu = i\omega_M^2 / 2\omega v$. Подбором плотности магнитных микрочастиц можно реализовать ситуацию, когда $\mu = i \frac{\lambda_0}{a}$, т. е. $\omega_M^2 / \Omega_p^2 \approx \frac{\lambda_0}{a}$, а $|\varepsilon| \ll |\mu|$.

В условиях, когда среда заполнена магнитными микрочастицами одного сорта, ширина магнитного резонанса является довольно узкой и определяется величиной v . Естественно, хорошее поглощение падающего излучения при этом возможно только на одной резонансной частоте $\omega \approx \Omega_p$. Однако если в среде внедрены частицы разного сорта так, чтобы резонансы перекрывались, то величина μ будет чисто мнимой в широкой области частот. Ограничением в данном случае будут размер частиц (условие применимости уравнения (11)) и толщина пленки.

Таким образом, не удастся получить покрытие, сильно поглощающее СВЧ-излучение в широком диапазоне частот.

В силу вышесказанного для обнаружения малозаметных ЛА целесообразно использовать широкополосные с $\Delta\omega/\omega \sim 1$, зондирующие наносекундной длительности сигналы.

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ

Внедрение систем автоматизированного контроля и управления практически во всех, сколь-нибудь сложных узлах и агрегатах привело к высокой степени насыщенности этих устройств электронным оборудованием. Надежность работы таких систем во многом определяется надежностью работы последнего. В особенности это относится к летательным аппаратам. Известно, что безопасность самолета в большей степени зависит от радиоэлектронного оборудования, условия эксплуатации которого значительно ухудшились с появлением новых видов воздействия, например, к опасности воздействия электромагнитного импульса или так называемого "радиотехнического загрязнения" [12].

Современные электронные системы развиваются в направлении повышения скорости обработки информации и увеличения ее объема. Уровни напряжения и мощности уменьшаются, одновременно уровни внешней энергии, способные вызвать нарушения в работе систем, становятся все более низкими, и допускаемые нагрузки значительно снижаются.

За период с 1950 г. до настоящего времени уровень энергии, необходимый для нарушения работоспособности оборудования, изменился от 10^{-2} до 10^{-9} Дж/см² (рис. 17). В дополнение к высокой чувствительности использование элементов в целях широкой полосы пропускания увеличивает их уязвимость. Все чаще используется цифровая техника, которая довольно чувствительна к возмущениям импульсного характера [12]. Влияние электромагнитного поля СВЧ-диапазона на параметры полупроводниковых приборов основано на явлении разогрева носителей заряда электрическим полем электромагнитной волны [13], а также на возникновении тепловых пробоев, которые могут, в свою очередь, приводить к сбоям в функционировании или к катастрофическому отказу этих приборов [12].

Воспользуемся данными, представленными на рис. 17, для оценки мощности источника СВЧ-излучения, достаточной для нарушения работоспособности радиоэлектронного оборудования ЛА в зависимости от расстояния. Будем считать, что нам необходимо создать поток СВЧ-излучения на заданном расстоянии с заданной плотностью энергии. Для того чтобы сделать такую оценку, необходимо учесть потери при транспортировке энергии СВЧ-источника к элементу воздействия. Потери на трассе в атмосфере будут определяться расходимостью луча, затуханием и, при превышении порогового значения плотности мощности, пробоем. В работе [14] при определении массогабаритных характеристики СВЧ-комплекса отмечается, что диаметр антенны наземного устройства ≈ 10 м, а расположено-го на ЛА ≈ 3 см.

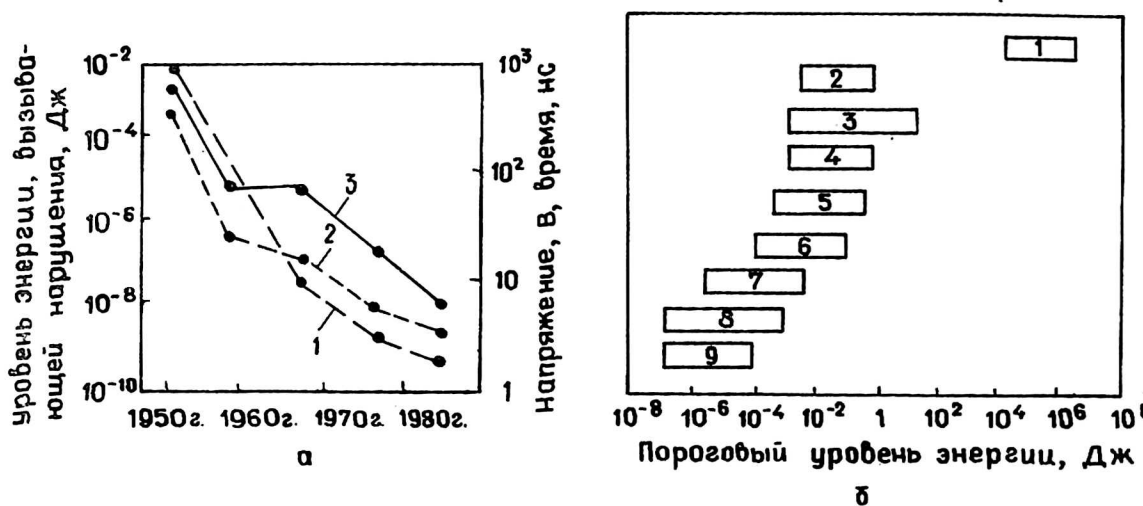


Рис. 17. Характеристики электронных систем:

а — мощность, напряжение и быстродействие электронных систем: 1 — энергия, вызывающая нарушения; 2 — напряжение питания; 3 — время выполнения логических операций;
 б — сравнительные пороги энергии, вызывающей повреждения: 1 — двигатели и трансформаторы; 2 — реле; 3 — вакуумные трубки; 4 — композиционный и проволочный резисторы; 5 — диоды регуляторов; 6 — транзисторы среднего и высокого напряжений; 7 — транзисторы низкого напряжения; 8 — встроенные цепи; 9 — микроволновые диоды

Следовательно, при $P_{изл} \approx 10^9$ Вт плотность мощности при диаметре пучка ≈ 3 м составит $\approx 1,5 \cdot 10^4$ Вт/см², что заведомо ниже плотности мощности, необходимой для пробоя воздуха, т. е. $\approx 10^5$ – 10^6 Вт/см² [14] при длительности импульса $\approx 10^{-6}$ с.

Расходимость пучка при тех же условиях на $\lambda \approx 3$ см составит $\approx 10^{-2}$ рад. Считая, что затухание на этой длине волны мало, получим, что плотность мощности на $R \approx 100$ км $P_{изл}/S \approx 10^{-1}$ Вт/см² или $\xi/S \approx 10^{-7}$ Дж/см².

Таким образом, некоторые незащищенные полупроводниковые элементы радиоэлектронного оборудования (РЭО) могут быть выведены из строя на достаточно большом расстоянии (см. рис. 17).

Проиллюстрируем вышесказанное результатами экспериментальных исследований воздействия СВЧ-излучения на некоторые типы микросхем. Эти результаты зависят от функционального предназначения схем, технологии их изготовления и конструктивного выполнения [15]. В связи с этим необходимо оценить влияние СВЧ-излучения на критические параметры функционирующей микросхемы.

Импульсы СВЧ электромагнитного поля приводят к деградации характеристик микросхем, к сбоям в функционировании или к катастрофическому отказу. Последнее обстоятельство связано, как правило, с тепловыми пробоями, исходной причиной которых являются антенные эффекты на подводящих контактах в СВЧ-поле. Наводимая на микропроводниках переменная ЭДС складывается с постоянным смещением на элементах микросхемы, что может приводить к ряду необратимых эффектов: поверхностному или объемному пробоя, пробую диэлектрика, проколу базы и т. д.

Интегральные микросхемы оказались наиболее чувствительными к соответствующим переходным процессам. Для деградации некоторых микросхем достаточно около 10 мДж энергии при длительности импульса 0,8 мкс. Относительно небольшая стойкость интегральных микросхем объясняется в этом случае малыми размерами активных элементов полупроводникового кристалла по сравнению с сопутствующими структурами прибора.

При смещении перехода в область лавинного пробоя в его окрестности может выделиться большая тепловая энергия. Постоянная времени распространения тепла для полупроводникового материала велика по сравнению с длительностью

переходных процессов, связанных с реакцией на электромагнитный импульс. Вследствие этого возникают большие градиенты температур в локальных областях, связанных с переходами, а достигаемая температура может оказаться достаточной для локального проплавления материала, вследствие чего закорачивают $p-n$ -переходы [11].

Особенно легко стимулируется тепловой пробой обратносмещенных $p-n$ -переходов. Замечено, что энергия, необходимая для инициирования вторичного теплового пробоя, значительно меньше для быстронарастающих импульсов. Если же ток в данной цепи достаточно ограничен, характеристики интегральной микросхемы восстанавливаются без заметной электрической деградации. Указанные эффекты были изучены экспериментально методом потенциального контраста в РЭМ, объект исследования — микросхема операционного усилителя — облучалась импульсами СВЧ-излучения на релятивистском гиратроне с параметрами: $\lambda = 7,5 \pm 0,5$ мм; $t \approx 15$ нс; $P_{\text{изд}} \approx 5-10$ мВт. В месте расположения образцов плотность энергии в импульсе составляла $\xi/S \approx 10^{-2}$ Дж/см². На рис. 18 представлены РЭМ-микротопографии фрагментов интегральной микросхемы, снятые до и после облучения. На рис. 18, б, г виден дефект проплавления шины металлизации за счет объемного теплового пробоя. На рис. 18, в показан дефект, возникающий вследствие пробоя диэлектрика, находящегося между токопроводящими дорожками. И здесь механизм пробоя — лавина и последующий разогрев тонкой области металлизации до температуры плавления. При этом произошла локальная ломка на границе полупроводник — контактная дорожка. Этот разрыв объясняется локальным нагревом и действием напряжений, возникающих из-за различия в коэффициентах расширения.

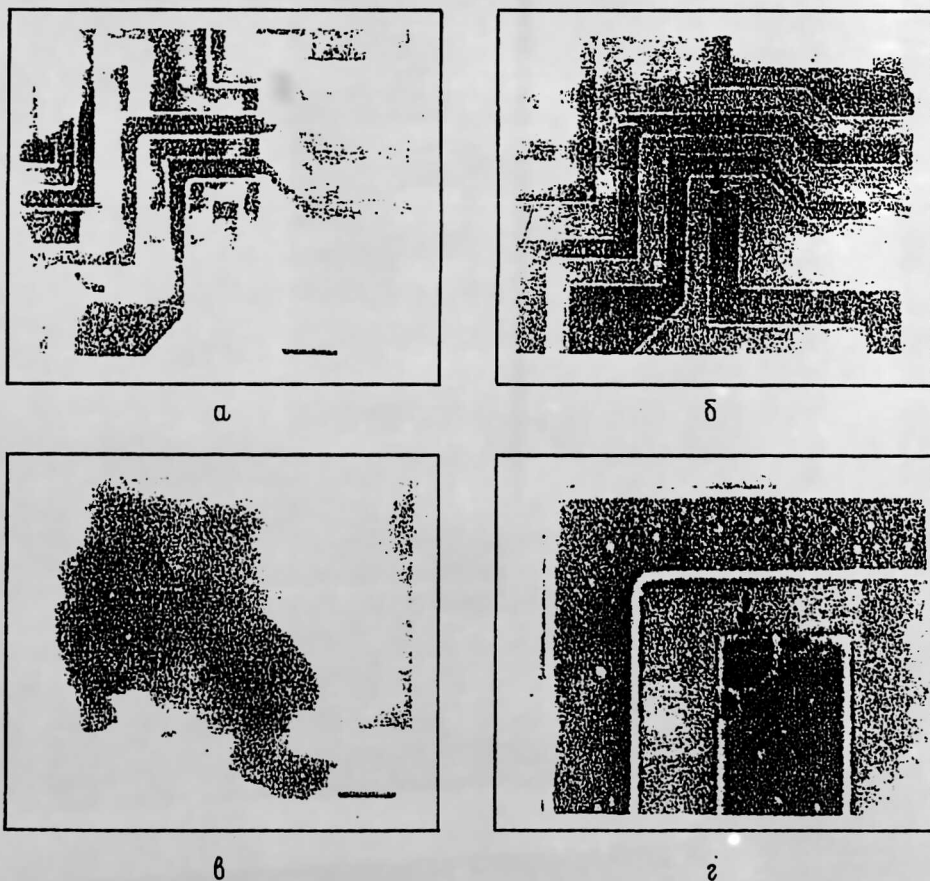


Рис. 18. Образование дефектов на микросхеме операционного усилителя под воздействием импульсов СВЧ-излучения (масштабная метка — 10 мкм; а — до облучения; б — после облучения; в — слой диэлектрика, расположенный между токопроводящими дорожками, после облучения СВЧ-импульсами; г — увеличенный фрагмент дефекта проплава

Из сравнения рис. 18, а и б видно, что под действие СВЧ-облучения произошел катастрофический скрытый пробой, приведший к разрыву одной из подоокисных шин металлизации, вследствие чего микросхема вышла из строя (отсутствие на рис. 18, б потенциального контраста).

Таким образом, приведенный пример показывает многообразный характер возникающих под действием СВЧ-импульсов нарушений на микросхемах.

Ясно, что с уменьшением расстояния между источником излучения и облучаемым элементом плотность мощности потока будет возрастать, но и на больших расстояниях на некоторых элементах входных устройств приемников излучения могут возникать потоки большой плотности $\xi/S \approx 10^{-5} + 10^{-8}$ Дж/см² за счет антенных эффектов. Схемы защиты при использовании коротких $\approx 10^{-8}$ с импульсов могут оказаться неэффективны. Например, лавинный разрядник не успеет сработать, так как лавина будет развиваться на хвосте импульса [16].

Таким образом, мощные СВЧ-источники излучения могут с успехом использоваться в области радиолокации малозаметных ЛА и оказывать существенное, иногда катастрофическое воздействие на приемно-передающие устройства и элементы микроэлектроники.

Л и т е р а т у р а

1. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. — М.: Наука, 1990.
2. Сб. "Релятивистская высокочастотная электроника". — Горький, ИПФАН СССР, 1979—1988 гг. Вып. 1—6.
3. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы, 1987. Т. 13. С. 187.
4. Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы, 1994. Т. 20. С. 682.
5. Кузелев М. В., Лоза О. Т., Понамарев А. В. и др. // ЖЭТФ, 1996. Т. 109. С. 2048.
6. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломынцева С. Я. и др. // Изв. вузов. Физика, 1977. Т. 10. С. 134.
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // ЖЭТФ, 1977 (в печати).
8. Радиолокационная заметность самолетов/ЦАГИ ОНТИ, 1986. № 665.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1957.
10. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1975.
11. Ахиезер А. И., Барьяхтер В. Г., Палетминский С. В. Спировые волны. — М.: Наука, 1967.
12. Новости зарубежной науки и техники. Сер. Авиационная и ракетная техника/ЦАГИ, 1987. № 9.
13. Абдурахимов Д. Е., Верещагин В. А., Ильгишин В. А., Райзер М. Д., Хакимов Ф. Х. // Письма в ЖТФ, 1991. Т. 17. № 2.
14. Keith N., Florid M. The future battlefield: a blast from gigawatts? IEEE Spectrum, March, 1988.
15. Рикете Л. У., Бриджес А. Е., Майлетта Д. Электромагнитный импульс и методы защиты. — М.: Атомиздат, 1979.
16. Абдурахимов Д. Е., Богикашвили П. Н., Верещагин В. А., Калинушкин В. П., Обухов А. Л., Плоппа М. Г., Райзер М. Д., Рау Э. И. Воздействие электромагнитных СВЧ-импульсов на структуру примесных неоднородностей в кристаллах кремния и характеристики полупроводниковых элементов // Микроэлектроника, 1992. Т. 21. Вып. 1.

POWERFUL PLASMA MICROELECTRONICS AND ITS APPLICATIONS PERSPECTIVES

V. P. Kalinushkin, A. A. Rukhadze

General Physics Institute RAN, Moscow, Russia

M. V. Kuzelev

Polygraphical Academy, Moscow, Russia

I. M. Minaev

Air-Force Academy, Moscow, Russia

Modern relativistic pulse-power plasma microwave sources allow one to reach the top power about hundred of megawatts in the millimeter wavelength range, and several gigawatts in a centimeter one with an optimal efficiency of the order of $\sim 10-15\%$. The plasma microwave sources occur to be very easily tunable in a wide frequency range by the simple variation of plasma density and is possible to be realized as narrow-band regime of monochromatic wave generation as well as a very wide — band noise regime with $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 1$. Below possible applications of such a type microwave sources for the location of "sthealth" systems and destruction of radio-receivers and their elements are discussed.