

УДК 537.86+621.385.6.029.6

СОЛИТОНЫ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ И ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В СИСТЕМАХ МИКРОВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Н. С. Гинзбург^{1,2}, И. В. Зотова¹, Е. Р. Кочаровская^{1,2}, А. С. Сергеев¹, И. В. Железнов¹, В. Ю. Заславский^{1,2}*

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Солитоны являются хорошо исследованным объектом во многих разделах нелинейной физики, включая гидродинамику, физику плазмы, оптику и других. Однако только в последнее время было показано, что они могут реализоваться в системах микроволновой электроники. В обзоре приведены результаты теоретического анализа механизмов формирования двух типов микроволновых солитонов огибающей. Первый тип — это солитоны самоиндуцированной прозрачности, которые возникают в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия электромагнитных импульсов с первоначально прямолинейными электронными пучками, движущимися в однородном магнитном поле, и для формирования которых принципиальное значение имеет релятивистская зависимость гирочастоты от энергии частиц. Второй тип — это солитоны, которые формируются при установке насыщающихся поглотителей в цепь обратной связи электронных генераторов. В таких условиях возникает пассивная синхронизация резонаторных мод и генерируемое излучение представляет собой периодическую последовательность коротких импульсов, которые, исходя из аналогии с лазерными системами, следует отнести к классу диссипативных солитонов. Наряду с общетеоретической значимостью исследование микроволновых солитонов представляет также и существенный практический интерес. В частности, экспериментальная реализация генерации диссипативных солитонов в микроволновом диапазоне позволит создать новый тип источников ультракоротких электромагнитных импульсов.

ВВЕДЕНИЕ

В оптике хорошо известны эффекты формирования солитонов при резонансном взаимодействии излучения как с пассивными (неинвертированными), так и с активными (инвертированными) средами. В частности, при распространении коротких (в масштабе времен релаксации) импульсов света в неинвертированных двухуровневых средах реализуется эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) [1–6], который заключается в том, что, начиная с некоторой пороговой интенсивности, световой импульс распространяется без затухания в резонансной среде, которая поглощает непрерывное излучение. При этом исходный импульс трансформируется в солитон самоиндуцированной прозрачности (СИП-солитон), механизм формирования которого обусловлен тем, что энергия, поглощённая средой на переднем фронте импульса, полностью возвращается ему на заднем фронте за счёт процесса индуцированного излучения. В определённых условиях формирование СИП-солитона сопровождается нелинейной компрессией входного импульса, при которой его длительность сокращается, а амплитуда значительно возрастает [6]. Кроме того, если энергия входного импульса существенно превышает пороговое значение, возможно формирование последовательности из нескольких СИП-солитонов.

Другим хорошо известным примером является генерация диссипативных солитонов (или автосолитонов) [7–11] в лазерах с пассивной синхронизацией мод [12–16], которая реализуется при

* katya@appl.sci-nnov.ru

установке в их резонаторы, наряду с активной средой, насыщающегося поглотителя. Формирование диссипативных солитонов обусловлено балансом между процессами усиления, нелинейного поглощения, генерации гармоник и дисперсии групповых скоростей. Подобные процессы могут рассматриваться как разновидность эффектов самоорганизации в автоколебательных системах [17]. В этом случае излучение лазера представляет собой периодическую последовательность ультракоротких (фемтосекундных) импульсов и имеет широкое применение, например для реализации задающих генераторов современных петаваттных лазерных комплексов [18].

Проведённый к настоящему времени теоретический анализ показывает возможность перенесения описанных эффектов в микроволновую электронику, что, наряду с развитием общего радиофизического подхода, имеет и непосредственный практический интерес, прежде всего с точки зрения генерации ультракоротких микроволновых импульсов и их периодических последовательностей. В частности, эффект самоиндуцированной прозрачности с формированием СИП-солитонов в микроволновом диапазоне может реализоваться при циклотронном резонансном взаимодействии излучения с первоначально прямолинейным электронным потоком или холодной замагниченной плазмой [19–22]. Что касается диссипативных солитонов, то по аналогии с оптикой они могут быть получены при установке в цепь обратной связи электронных генераторов насыщающихся поглотителей [23–31].

Важно отметить, что, несмотря на аналогию с лазерной физикой, при реализации перечисленных эффектов в классической электронике имеет место значительная специфика, обусловленная, прежде всего, тем, что электронный пучок представляет собой движущуюся активную или пассивную среду. В частности, это приводит к возможности формирования периодических последовательностей микроволновых СИП-солитонов [22] при взаимодействии стационарного излучения со встречным электронным потоком. В то же время в микроволновых системах с пассивной синхронизацией мод в условиях отличия продольной скорости электронов (т. е. скорости их поступательного движения вдоль магнитного поля) от групповой скорости излучения обеспечивается возможность превышения пиковой мощности генерируемых импульсов (диссипативных солитонов) над мощностью запрашивающих электронных пучков [24, 29].

Отметим, что с практической точки зрения разработка источников микроволновых солитонов в зависимости от диапазона, уровня мощности и частоты следования представляет интерес для систем наносекундной радиолокации высокого разрешения, высокоградиентного ускорения заряженных частиц, а также для диагностики плазмы и спектроскопических исследований, включая широкодиапазонную резонаторную спектроскопию. При этом важно, что периодически формируемые автосолитоны и СИП-солитоны являются когерентными, т. е. обладают взаимно коррелированными фазами.

В статье представлен обзор результатов теоретических исследований эффектов формирования микроволновых солитонов огибающей в процессах нелинейного электронно-волнового взаимодействия. В разделе 1 рассмотрены классические аналоги эффектов самоиндуцированной прозрачности и самокомпрессии микроволновых импульсов, реализующихся при циклотронном резонансном взаимодействии излучения с электронными пучками, движущимися в волноводах. Приведены аналитически найденные солитоноподобные решения как для попутного, так и для встречного распространения электронов и электромагнитного излучения, демонстрирующие специфику формирования солитонов в движущейся пассивной среде. Показана возможность трансформации стационарного излучения в периодическую последовательность солитонов при встречном взаимодействии со стационарным сигналом. Для последнего случая, наиболее интересного с точки зрения экспериментальной реализации, исследовано влияние волноводной дисперсии. Проведено численное моделирование указанных процессов, подтверждающее возможность создания «генератора» солитонов в миллиметровом диапазоне длин волн.

В разделе 2 приведены результаты теоретического анализа механизмов пассивной синхронизации мод и формирования ультракоротких импульсов в электронных сверхвысокочастотных генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи. В том числе показано, что динамика импульсной генерации в таких системах описывается известными в теории диссипативных солитонов уравнениями в частном случае, когда продольная скорость частиц совпадает с групповой скоростью электромагнитной волны (режим группового синхронизма). Вместе с тем для генерации импульсов с максимальными пиковыми амплитудами оптимальны режимы, в которых продольная скорость электронов отлична от групповой скорости формирующегося короткого микроволнового импульса (солитона). В этом случае импульс смещается по электронному потоку и имеет место кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций.

1. ФОРМИРОВАНИЕ СОЛИТОНОВ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ЦИКЛОТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Как показано в работах [19–21], классический аналог эффекта самоиндуцированной прозрачности может реализоваться при резонансном циклотронном взаимодействии коротких микроволновых импульсов с замагниченной плазмой или первоначально прямолинейным электронным потоком, направляемым статическим однородным магнитным полем. В этом случае при малой амплитуде импульса имеет место циклотронное поглощение. Однако при достижении определённой мощности входного сигнала оно сменяется распространением практически без изменения формы, т. е. аналогично оптике формируются солитоны (один или несколько).

Важно отметить, что эффект самоиндуцированной прозрачности в ансамблях циклотронных осцилляторов возникает только при учёте неизохронности, которая в данном случае обусловлена релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц. Подобно мазерам на циклотронном резонансе, эта зависимость оказывается принципиально важной при кинетических энергиях частиц, много меньших энергии покоя [32, 33]. Однако если в таких мазерах частицы обладают начальной поперечной скоростью (т. е. скоростью вращательного движения) и электронный поток является аналогом возбуждённой активной среды, то эффекты самоиндуцированной прозрачности возникают при взаимодействии излучения с первоначально прямолинейным электронным потоком, формирующим резонансную пассивную среду. Следует также иметь в виду, что при отличной от нуля проекции волнового вектора на направление ведущего магнитного поля (например, при волноводном распространении излучения) смещение фазы электронов относительно волны при изменении энергии частиц возникает не только вследствие изменения гирочастоты, но также из-за изменения продольной скорости под воздействием магнитной компоненты поля волны. Соответственно, фазовая скорость волны в направлении ведущего магнитного поля должна быть отлична от скорости света. В противном случае в условиях авторезонанса [34] электроны ведут себя как линейные осцилляторы (смещения фазы электрона относительно волны, обусловленные изменением его гирочастоты и продольной скорости, полностью компенсируют друг друга) и эффект самоиндуцированной прозрачности не возникает.

Необходимо подчеркнуть специфику короткоимпульсных процессов по сравнению с исследованными ранее режимами стационарного циклотронно-резонансного взаимодействия. Характер последнего зависит от того, как направление групповой скорости волны соотносится с направлением поступательного движения электронов. Когда эти скорости сонаправлены, имеет место периодическая по продольной координате перекачка энергии из волны в пучок и обратно [35]. При встречном распространении может возникать накопление энергии, когда амплитуда поля в области взаимодействия превышает амплитуду падающего поля [36]. Развитая в работах [20,

22] нестационарная теория позволяет не только описать трансформацию коротких электромагнитных импульсов, но и определить области устойчивости стационарных решений в случае непрерывных входных сигналов.

1.1. Солитонные решения при взаимодействии с попутным и встречным электронным пучком

Рассмотрим взаимодействие распространяющейся в волноводе TE_{mq} волны с первоначально прямолинейным электронным пучком, направляемым однородным магнитным полем $\mathbf{H} = z_0 H_0$ (см. рис. 1; z_0 — орт оси z). Электрическое поле волны с частотой ω и волновым числом h будем представлять в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp)A(z, t) \exp(i\omega t \mp ihz)], \quad (1)$$

где $A(z, t)$ — медленно меняющаяся с координатой z и временем t комплексная амплитуда волны, а функция $\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp)$ описывает поперечную структуру волноводной моды. Взаимодействие происходит в условиях циклотронного резонанса:

$$\omega \mp hV_0 \approx \omega_H, \quad (2)$$

где $V_0 = \beta_0 c$ — продольная скорость частиц, $\omega_H = eH_0/(m_e c \gamma)$ — релятивистская гирочастота, γ — релятивистский масс-фактор, e — элементарный заряд, m_e — масса покоя электрона, c — скорость света. Здесь и далее верхний знак относится к случаю попутного, а нижний — к случаю встречного распространения волны относительно электронного пучка. В предположении малых плотностей тока пучка и при достаточной большой отстройке фазовой скорости волны от скорости света (т. е. вне условий авторезонанса [34]) система уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие, может быть сведена к виду (см. подробнее в [20])

$$\frac{\partial a}{\partial Z} \pm \frac{\partial a}{\partial \tau} = \mp p, \quad \frac{\partial a}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a, \quad (3)$$

где

$$\tau = \sqrt{G} \omega (t - z/V_0) \frac{\beta_{gr} \beta_0}{\beta_0 \mp \beta_{gr}}, \quad Z = \frac{\sqrt{G} \omega z}{c}, \quad a = \frac{\sqrt{1 \mp \beta_{ph}^{-1} \beta_0}}{2\sqrt{2} G^{3/4} \beta_0^{3/2} \gamma_0} \frac{eAJ_{m-1}(\nu_q r_b/r_0)}{m_e c \omega},$$

$$p = \frac{\sqrt{\mu} (p_x + ip_y) \exp(-i\omega t \pm ihz)}{G^{1/4} m_e c \gamma_0 \beta_0}$$

Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, Е. Р. Кочаровская и др.

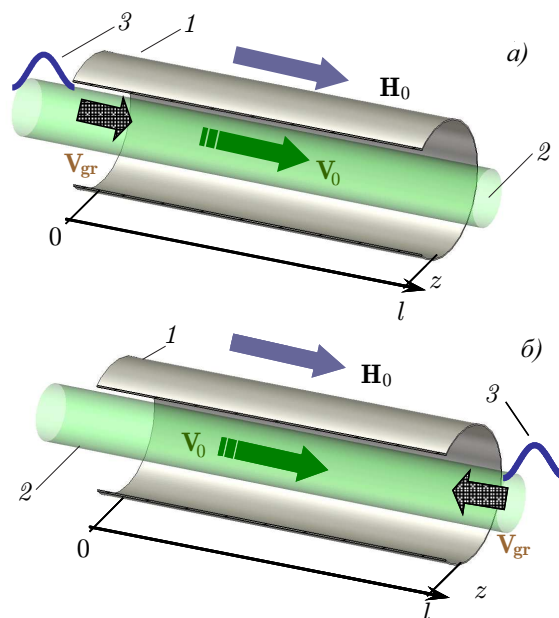


Рис. 1. Рассматриваемые схемы, в которых возможно формирование микроволновых солитонов самоиндуцированной прозрачности при циклотронном резонансном взаимодействии излучения с попутным (а) и встречным (б) первоначально прямолинейными электронными пучками: 1 — волновод, 2 — электронный пучок, 3 — электромагнитный импульс

— комплексный безразмерный поперечный импульс частиц (p_x и p_y — составляющие поперечного импульса по осям x и y),

$$\mu = \frac{\beta_0 (1 - \beta_{\text{ph}}^{-2})}{2(1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_0)}$$

— параметр неизохронности для циклотронного механизма взаимодействия,

$$\delta = (1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_0 - \omega_H^0 / \omega) \beta_0^{-1} G^{-1/2}$$

— начальная расстройка циклотронного резонанса, $\omega_H^0 = eH_0 / (m_e c \gamma_0)$ — невозмущённая гирочастота, $\beta = V_{\text{gr}} / c$ и $\beta_{\text{ph}} = V_{\text{ph}} / c$ — нормированные на скорость света групповая и фазовая скорость волны соответственно,

$$G = \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{2\mu(1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_0)^2}{\gamma_0 \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_0^3} \frac{J_{m-1}^2(\nu_q r_b / r_0)}{J_m^2(\nu_q)(\nu_q^2 - m^2)},$$

I_b — ток электронного пучка с радиусом инжекции r_b , r_0 — радиус волновода, ν_q — q -й корень уравнения $dJ_m(x)/dx = 0$, $J_m(x)$ — функция Бесселя m -го порядка. Отметим, что система уравнений (3) следует из системы уравнений, описывающей электронно-волновое взаимодействие в теории мазеров на циклотронном резонансе [32, 33], в предположении об отсутствии у электронов начальной поперечной скорости: $p(Z=0) = 0$. В этом случае резонансная среда (электронный пучок) описывается одним уравнением неизохронного осциллятора, т. е. не требуется усреднения по фазам циклотронного вращения в правой части уравнения для амплитуды поля a . Отметим также, что уравнения, аналогичные (3), описывают резонансное взаимодействие излучения с другими типами сред, состоящих из нелинейных осцилляторов, например с плазмонными колебаниями металлических наносфер [37].

Покажем далее, что система уравнений (3) имеет решение в виде солитона, т. е. локализованной волны, распространяющейся без изменения формы. Рассмотрим сначала случай попутного распространения волны и электронного потока. Тогда, представляя огибающую поля и поперечный импульс частиц в виде

$$a(Z, \tau) = |a(\xi)| \exp[i\varphi(\xi)], \quad p(Z, \tau) = |p(\xi)| \exp[i\psi(\xi)], \quad (4)$$

где $\xi = Z - U\tau$, U — скорость распространения солитона в системе координат (Z, τ) , можно преобразовать систему уравнений в частных производных (3) в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d|a|}{d\xi} = \frac{|p|}{U-1} \cos \phi, \quad \frac{d|p|}{d\xi} = |a| \cos \phi, \quad \frac{d\phi}{d\xi} = \delta + |p|^2 - \left[\frac{|a|}{|p|} + \frac{|p|}{(U-1)|a|} \right] \sin \phi, \quad (5)$$

где $\phi = \psi - \varphi$ — разностная фаза. Система (5) имеет два интеграла движения

$$|p| = \sqrt{U-1} |a|, \quad \sin \phi = \frac{\delta \sqrt{U-1}}{2} + \frac{(U-1)^{3/2}}{4} |a|^2, \quad (6)$$

с помощью которых она сводится к одному уравнению для интенсивности поля $I = |a|^2$:

$$\frac{dI}{d\xi} = \frac{2I}{\sqrt{U-1}} \sqrt{1 - \left[\frac{\delta \sqrt{U-1}}{2} - \frac{(U-1)^{3/2}}{4} I \right]^2}. \quad (7)$$

Уравнение (7) имеет солитоноподобное решение, которое при $\delta = 0$ может быть записано в форме, аналогичной для оптических СИП (ср. [4, 5]):

$$I = \frac{4}{(U-1)^{3/2}} \operatorname{sech}\left(\frac{2}{\sqrt{U-1}}\xi\right). \quad (8)$$

Соответственно, для амплитуды импульса имеем

$$|a(Z, \tau)| = \frac{2}{(U-1)^{3/4}} \operatorname{sech}^{1/2}\left[\frac{2}{\sqrt{U-1}}(Z-U\tau)\right]. \quad (9)$$

Заметим, что решения (8), (9) имеют смысл только для $U > 1$. В системе координат (z, t) это означает, что скорость солитона V_s удовлетворяет неравенству $V_0 < V_s < V_{gr}$. Таким образом, формирующиеся солитоны являются медленными по отношению к невозмущённой групповой скорости излучения. При этом согласно (8), (9) амплитуда солитона растёт, а его длительность по полувысоте уменьшается при $U \rightarrow 1$, т. е. при уменьшении отстройки его скорости от групповой скорости излучения. Аналогичной зависимостью параметров от скорости обладают оптические солитоны (см., например, [4]).

Для случая встречного распространения солитоноподобное решение находится аналогично:

$$I = \frac{4}{(U+1)^{3/2}} \operatorname{sech}\left(\frac{2}{\sqrt{U+1}}\xi\right), \quad (10)$$

$$|a(Z, \tau)| = \frac{2}{(U+1)^{3/4}} \operatorname{sech}^{1/2}\left[\frac{2}{\sqrt{U+1}}(Z-U\tau)\right]. \quad (11)$$

Решения (10), (11) имеют смысл только при условии $U > -1$. При этом в области $-1 < U < 0$ скорость солитона направлена навстречу электронному потоку, а в области $U > 0$ — в попутном направлении. Очевидно, что возможно существование неподвижного солитона ($U = 0$) с формой, задаваемой выражением

$$I = 4\operatorname{sech}(2Z), \quad (12)$$

и максимальной интенсивностью $I^* = 4$.

Результаты численного моделирования нестационарных уравнений (3) подтверждают аналогию с эффектами, реализующимися при распространении оптического импульса в неинвертированной двухуровневой среде, и устойчивость солитонных решений. На рис. 2 представлены результаты моделирования для случая взаимодействия с попутным электронным пучком. При подаче на вход системы импульса $a(Z=0) = a_0 \sin^2(\pi\tau/T)$ с достаточно малой амплитудой a_0 и длительностью T происходит его затухание, обусловленное обычным циклотронным поглощением (см. рис. 2а). При увеличении амплитуды и длительности входного импульса поглощение сменяется эффектом самоиндуцированной прозрачности, когда входной импульс распространяется без затухания (см. рис. 2б), формируя солитон, задаваемый формулой (9). Указанный эффект обусловлен тем, что передний фронт электромагнитного импульса возбуждает поперечные циклотронные осцилляции у первоначально покоящихся электронов, а затем они демпфируются задним фронтом (правый столбец, рис. 2б).

При дальнейшем увеличении амплитуды и длительности входного импульса в процессе формирования солитона происходит нелинейная компрессия импульса (см. рис. 2в). Для оптимального значения расстройки, $\delta = 2$, амплитуда входного импульса возрастает примерно в 1,5 раза (что соответствует увеличению мощности в 2,5 раза). Одновременно происходит существенное (до двух раз) сокращение длительности. Подобно распространению оптических импульсов в резонансной двухуровневой среде начальный электромагнитный импульс с достаточно большими

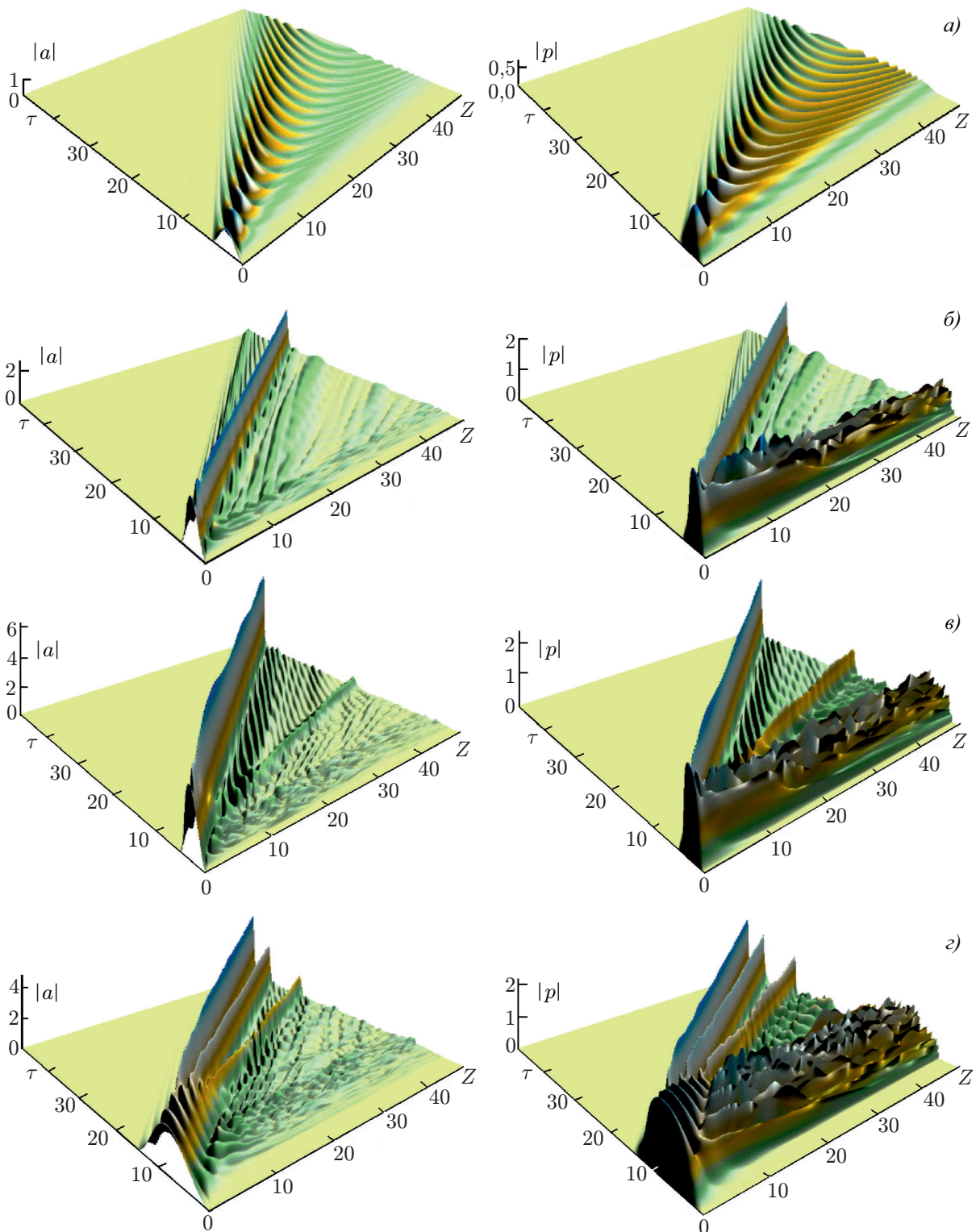


Рис. 2. Эффекты, возникающие при попутном распространении электромагнитных импульсов вдоль прямолинейного электронного потока в условиях циклотронного резонанса: *a* — циклотронное поглощение импульса ($a_0 = 1$, $T = 5$, $\delta = 0$); *б* — эффект самоиндуцированной прозрачности ($a_0 = 3$, $T = 4,5$, $\delta = 0$); *в* — компрессия входного импульса ($a_0 = 5$, $T = 5$, $\delta = 2$); *г* — распад входного импульса на несколько солитонов ($a_0 = 3$, $T = 15$, $\delta = 0$)

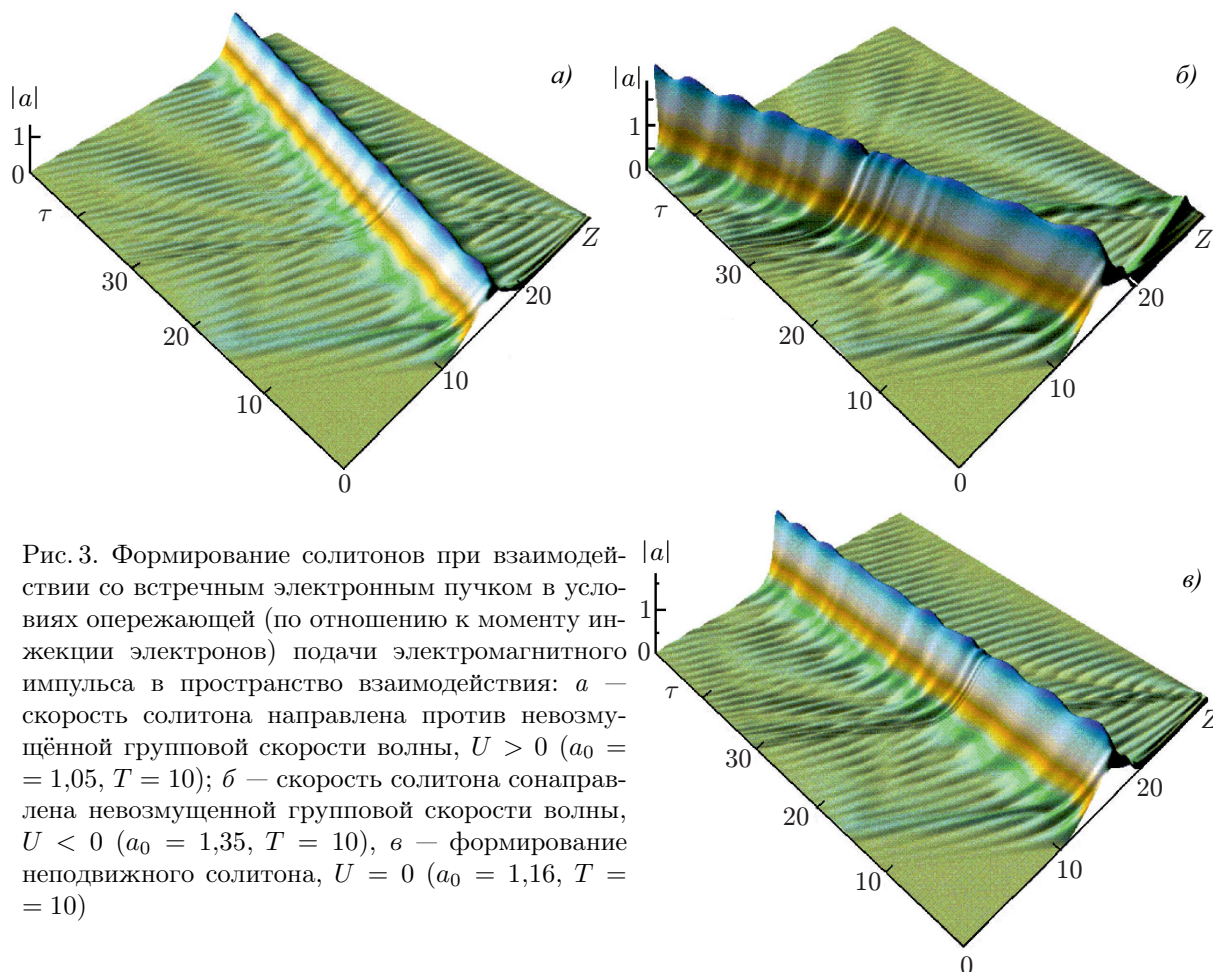


Рис. 3. Формирование солитонов при взаимодействии со встречным электронным пучком в условиях опережающей (по отношению к моменту инжекции электронов) подачи электромагнитного импульса в пространство взаимодействия: *a* — скорость солитона направлена против невозмущённой групповой скорости волны, $U > 0$ ($a_0 = 1,05$, $T = 10$); *б* — скорость солитона сонаправлена невозмущённой групповой скорости волны, $U < 0$ ($a_0 = 1,35$, $T = 10$), *в* — формирование неподвижного солитона, $U = 0$ ($a_0 = 1,16$, $T = 10$)

амплитудой и длительностью порождает систему солитонов с различными амплитудами (см. рис. 2*з*), каждый из которых движется со своей скоростью.

Результаты моделирования для случая встречного распространения представлены на рис. 3. При этом, чтобы проиллюстрировать возможность формирования неподвижного солитона, моделировалась ситуация опережающего падения электромагнитного импульса с коллекторного конца системы. Начальные условия для поля в этом случае задавались в виде

$$a(Z)|_{\tau=0} = a_0 \sin^2[\pi(Z - Z_0)/T], \quad (13)$$

что соответствует подаче входного импульса в пространство взаимодействия с опережением $T_d = Z_0 + T/2$ относительно момента начала инжекции электронного пучка (Z_0 — координата центра электромагнитного импульса в этот момент). Из рис. 3*а* видно, что при достаточно малой амплитуде ($I_0 < I^*$) начальный электромагнитный импульс преобразуется в солитон, распространяющийся попутно электронному потоку: $U > 0$ (т.е. импульс сносится электронным потоком в направлении, противоположном направлению невозмущённой групповой скорости). Увеличение амплитуды начального импульса ($I_0 > I^*$) приводит к формированию солитонов, распространяющихся в направлении групповой скорости и, соответственно, навстречу электронному пучку: $U < 0$ (см. рис. 3*б*). При этом находится область начальных амплитуд ($I_0 \approx I^*$), в которой скорость солитона стремится к нулю, т.е. имеет место формирование неподвижных солитонов (см. рис. 3*в*).

Естественно, что при взаимодействии со встречным электронным потоком при вариациях амплитуды и длительности входного импульса аналогично случаю попутного распространения (см. рис. 2) могут реализоваться и другие режимы, включая циклотронное поглощение, самоиндуцированную прозрачность, формирование многосолитонных решений, а также компрессию входного сигнала. Как и при взаимодействии с попутным электронным потоком, компрессия по мощности составляет $2,5 \div 2,8$ раз с одновременным укорочением длительности до 2,5 раз. При этом использование встречного взаимодействия имеет важное преимущество, т. к. компрессия реализуется на существенно более коротких длинах по сравнению с попутным взаимодействием.

Отметим также, что для трансформации единичных микроволновых импульсов в СИП-солитоны их длительность T должна быть порядка периода раскачки (затухания) циклотронных осцилляций в поле волны заданной амплитуды A :

$$\Omega_R T \leq 2\pi, \quad (14)$$

где $\Omega_R \sim A^{2/3}$ — характерная частота указанных осцилляций (аналог частоты Раби [5]). Одновременно, как и в оптике, длительность T должна быть меньше времени фазовой релаксации, которое в классической электронике в пренебрежении столкновениями определяется временем пролёта частиц через пространство взаимодействия [32]. В сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн указанным условиям в полной мере удовлетворяют наносекундные и субнаносекундные импульсы, получаемые на основе генераторов микроволнового сверхизлучения [38, 39]. Таким образом, описанный выше эффект нелинейной компрессии может быть использован в практическом плане для повышения пиковой мощности и укорочения длительности импульсов сверхизлучения. Согласно оценкам, при распространении импульса сверхизлучения 8-миллиметрового диапазона длин волн с мощностью 1,2 ГВт и длительностью около 350 пс в волноводе радиуса 0,45 см навстречу электронному потоку с энергией частиц 300 кэВ и током 450 А (плотность тока составляет примерно 700 А/см^2) возможно повышение его мощности до 3,3 ГВт с сокращением длительности до 80 пс. При этом длина пространства взаимодействия составляет около 10 см. Таким образом, в определённой области параметров данный метод может рассматриваться как альтернатива известным методам пассивной и активной компрессии [40–42]. При этом достоинством нелинейной компрессии можно считать простоту реализации, короткую длину области взаимодействия, а также высокую (гигаваттную) мощность формируемых импульсов.

Следует также отметить, что определённый практический интерес может представлять замедление и остановка электромагнитных импульсов, например для их последующего сложения или создания линий задержки. Согласно оценкам, для наблюдения полной остановки импульса сверхизлучения указанной выше мощности и длительности необходимо увеличить ток пучка до 1 кА (при сохранении площади поперечного сечения волновода плотность тока составит около $1,2 \text{ кА/см}^2$).

1.2. Формирование периодической последовательности солитонов при взаимодействии стационарного излучения со встречным электронным пучком

В данном разделе будет показано, что описанная выше специфика формирования солитонов при взаимодействии со встречным электронным пучком (т. е. возможность их распространения как сонаправленно невозмущённой групповой скорости волны, так и в противоположном направлении) обуславливает возможность трансформации входного стационарного излучения в периодическую последовательность коротких импульсов, каждый из которых представляет собой микроволновый СИП-солитон [22]. Анализ указанных процессов может быть проведён на основе системы уравнений (3), в которой при записи граничных условий будем считать, что с коллек-

торного конца системы на пучок подаётся внешний стационарный сигнал на несущей частоте: $a(Z=L) = a_0$.

Исследуем сначала стационарные режимы взаимодействия, ограничившись здесь для простоты анализом случая точного начального резонанса $\delta = 0$. Представляя амплитуду поля и поперечный импульс электронов в виде $a = |a(Z)| \exp[i\varphi(Z)]$, $p = |p(Z)| \exp[i\psi(Z)]$, сведём в стационарном варианте уравнения (3) к виду

$$\frac{d|p|}{dZ} = |a| \cos \phi, \quad \frac{d|a|}{dZ} = |p| \cos \phi, \quad \frac{d\phi}{dZ} = |p|^2 - \left(\frac{|a|}{|p|} + \frac{|p|}{|a|} \right) \sin \phi. \quad (15)$$

Интегралы движения уравнений (15) могут быть записаны в виде

$$|p|^2 - |a|^2 = -|a|^2 \Big|_{Z=0} \equiv -a_{\text{out}}^2, \quad \sin \phi = \frac{(|a|^2 - a_{\text{out}}^2)^3}{16|a|^2}, \quad (16)$$

где a_{out} — амплитуда волны в выходном сечении $Z = 0$. С помощью (14) система уравнений (13) сводится к одному уравнению для интенсивности поля $I = |a|^2$:

$$\frac{dI}{dZ} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{I - I_{\text{out}}} \sqrt{16I - (I - I_{\text{out}})^3}, \quad (17)$$

где $I_{\text{out}} = a_{\text{out}}^2$.

На рис. 4а представлены найденные путём интегрирования уравнения (17) продольные распределения полей при различных значениях интенсивности на выходе I_{out} в сечении $Z = 0$. Полученные данные позволяют качественно проанализировать класс стационарных решений исходной краевой задачи, которая заключается в нахождении распределения поля при известной интенсивности на входе $I_0 = a_0^2$ в сечении $Z = L$. Здесь, прежде всего, следует обратить внимание на существование периодических по Z решений, для которых интенсивность поля внутри области взаимодействия превышает уровни падающего сигнала (подобные режимы были впервые описаны в [36]). Тем не менее, поскольку прямолинейный электронный пучок в данном случае является поглощающей средой, в выходном сечении интенсивность поля оказывается либо меньше, либо равной интенсивности входного сигнала. Как видно из рис. 4а, при уменьшении значения I_{out} первый максимум поля сдвигается в сторону больших Z . В предельном случае $I_{\text{out}} \rightarrow 0$ решение стремится к описанному выше неподвижному солитону (12), распределение поля в котором $I(Z) = 4 \operatorname{sech}^2[2(Z - Z_{\text{max}})]$ может быть найдено непосредственно из уравнения (17).

При подаче стационарного сигнала с интенсивностью $I_0 < I^*$ для заданного значения I_0 существует два стационарных решения, одно из которых является осциллирующим, а другое — монотонно спадающим (например, точки *B* и *C* на рис. 4а). Как показывает моделирование нестационарных процессов на основе системы уравнений (3), устойчивым является именно спадающее решение, которое описывает циклотронное поглощение электронным потоком волны относительно малой интенсивности (зона I на рис. 4б). В области $I_{\text{in}} > I^*$ при определённых значениях длины системы могут быть также устойчивыми стационарные режимы с периодически меняющейся вдоль пространства взаимодействия интенсивностью поля (зона II на рис. 4б). При этом на кривых 1, 2, 3 реализуются режимы нелинейного просветления, когда амплитуда поля на выходе системы равна амплитуде на входе (ср. [36]).

Вне области устойчивости стационарных решений реализуются автомодуляционные режимы (зоны III, IV на рис. 4б), в которых поле как внутри области взаимодействия, так и на выходе из неё испытывает периодические или хаотические пульсации. Для практических приложений представляет наибольший интерес зона III, в которой входной стационарный сигнал трансформируется в регулярную последовательность импульсов (см. рис. 4в), каждый из которых близок

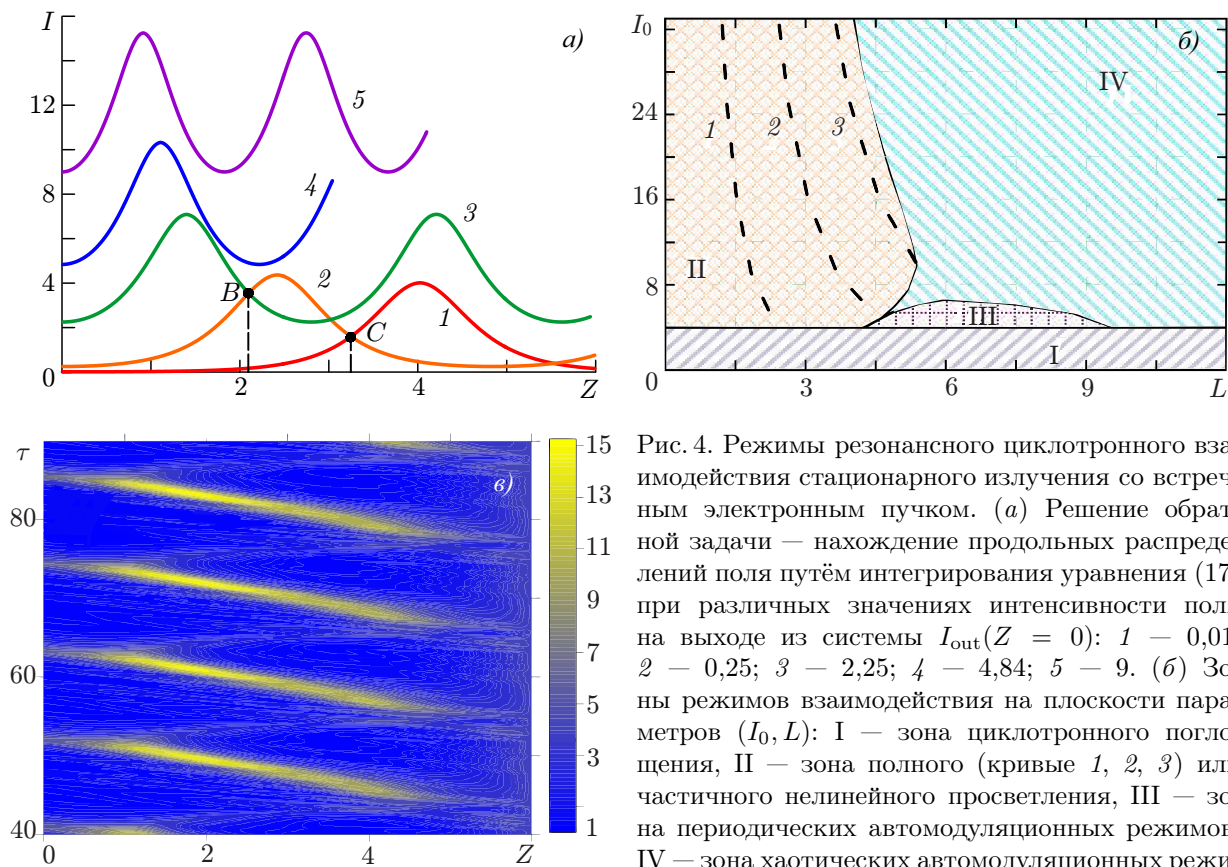


Рис. 4. Режимы резонансного циклотронного взаимодействия стационарного излучения со встречным электронным пучком. (а) Решение обратной задачи — нахождение продольных распределений поля путём интегрирования уравнения (17) при различных значениях интенсивности поля на выходе из системы $I_{out}(Z = 0)$: 1 — 0,01; 2 — 0,25; 3 — 2,25; 4 — 4,84; 5 — 9. (б) Зоны режимов взаимодействия на плоскости параметров (I_0, L) : I — зона циклотронного поглощения, II — зона полного (кривые 1, 2, 3) или частичного нелинейного просветления, III — зона периодических автомодуляционных режимов, IV — зона хаотических автомодуляционных режимов. (в) Пространственно-временное распределение интенсивности волны внутри области взаимодействия в периодическом режиме ($I_0 = 4, L = 6$)

по структуре к бегущему солитону. В подобных режимах в пространстве взаимодействия формируется солитон, распространяющийся навстречу электронному потоку. При подходе к катодному концу пространства взаимодействия он возбуждает солитон с относительно малой интенсивностью, который сносится электронным потоком к коллекторному концу. В целом механизм автомодуляции аналогичен имеющему место в традиционных лампах обратной волны [43, 44]. Однако электронный поток в данном случае представляет собой пассивную среду и излучение не генерируется, а подаётся на систему извне. В результате определённая доля падающей мощности поглощается электронным пучком.

Режим периодического формирования солитонов может быть использован для модуляции излучения высокочастотных гиротронов. Проведём здесь оценки возможности использования исследованного эффекта для модуляции излучения гиротрона с мощностью 300 Вт и частотой 250 ГГц, близкого по параметрам к [45]. Выберем следующие характеристики приосевого ($r_b = 0$) электронного пучка, прямолинейно движущегося в однородном магнитном поле с напряжённостью 90 кЭ: ток 50 мА, энергия электронов 1 кэВ. Пусть излучение распространится в цилиндрическом волноводе с радиусом 0,4 мм и представляет собой TE_{11} -моду. Тогда режиму, представленному на рис. 4б, будет соответствовать длина области резонансного взаимодействия около 3 см. Характерная длительность импульсов промодулированного сигнала по полувысоте составляет 0,85 нс. Важно подчеркнуть, что пиковая мощность импульсов на выходе примерно в полтора раза превосходит среднюю мощность падающего излучения и равняется 450 Вт. Средняя по времени мощность прошедшего излучения составляет примерно 30 % от падающей, остальная мощность

поглощается электронным потоком.

Таким образом, несмотря на предельную простоту исследуемой системы (прямолинейный электронный поток резонансно взаимодействует со встречной электромагнитной волной), с точки зрения как практической реализации, так и теоретического описания нелинейность, обусловленная неизохронностью движения электронов в магнитном поле, в совокупности с эффектами запаздывания приводит к достаточно нетривиальной картине стационарных и нестационарных динамических режимов. Экспериментальная реализация последних может быть весьма продуктивной для использования субмиллиметровых гиротронов в спектроскопии.

1.3. Учёт влияния волноводной дисперсии на формирование солитонов самоиндуцированной прозрачности

Поскольку, как было указано выше, эффект самоиндуцированной прозрачности реализуется вдали от авторезонанса, при волноводном распространении излучения в таких условиях на процесс формирования солитонов может оказывать влияние дисперсия. Для анализа такого влияния рассмотрим взаимодействие излучения с первоначально прямолинейным электронным потоком вблизи критической частоты ω_c , когда, как известно из теории гиротронов, эволюция амплитуды электромагнитной волны описывается параболическим уравнением. Соответственно, самосоглашенная система уравнений электронно-волнового взаимодействия может быть записана в виде (ср. с уравнениями нестационарной теории гиротронов [46])

$$i \frac{\partial^2 \hat{a}}{\partial \hat{Z}^2} + \frac{\partial \hat{a}}{\partial \tau} = \hat{p}, \quad \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{Z}} + \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{\tau}} + i \hat{p} (\hat{\delta} + |\hat{p}|^2) = -\hat{a}, \quad (18)$$

где

$$\hat{\tau} = \frac{\omega_c t}{8\beta_0^2} \hat{G}^{2/3}, \quad \hat{Z} = \frac{\omega_c z}{2\beta_0 c} \hat{G}^{1/3}, \quad \hat{p} = \frac{(p_x + ip_y) \exp(-i\omega_c t)}{m_e c \hat{G}^{1/6}}, \quad \hat{a} = \frac{e A J_{m-1}(\nu_q r_b / r_0)}{m_e c \omega_c \hat{G}^{1/2}},$$

$$\hat{G} = 16 \frac{e I_b}{m_e c^3} \frac{\beta_0 J_{m-1}^2(\nu_q R_b / R_0)}{(\nu_q^2 - m^2) J_m^2(\nu_q)}, \quad \hat{\delta} = 2(\omega_c - \omega_H^0) / (\omega_c \hat{G}^{1/3})$$

— начальная расстройка циклотронного резонанса относительно критической частоты, выбранной за несущую.

При записи граничных условий, как и ранее, будем считать, что электронный пучок на входе в пространство взаимодействия не имеет начальной поперечной скорости: $\hat{p}(\hat{Z} = 0) = 0$. Для поля будем использовать граничные условия в виде

$$\hat{a}(0, \hat{\tau}) - \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\hat{\tau}} \frac{1}{\sqrt{\hat{\tau} - \hat{\tau}'}} \frac{\partial \hat{a}(0, \hat{\tau}')}{\partial \hat{Z}} d\hat{\tau}' = 0, \quad (19)$$

$$a(\hat{L}, \hat{\tau}) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\hat{\tau}} \frac{1}{\sqrt{\hat{\tau} - \hat{\tau}'}} \frac{\partial \hat{a}(\hat{L}, \hat{\tau}')}{\partial \hat{Z}} d\hat{\tau}' = 2\hat{a}_0 \exp(i\hat{\Omega}_0 \hat{\tau}). \quad (20)$$

В данном случае равенство (19) представляет собой известное из теории гиротронов безотражающее условие излучения [46] на катодном конце системы $\hat{Z} = 0$, в то время как (20) является модифицированным граничным условием [47], учитывающим поступление с коллекторного конца $\hat{Z} = \hat{L}$ (где $\hat{L} = \omega_c \hat{L} / (2\beta_0 c) = \omega_c \hat{L} \hat{G}^{1/3} / (2\beta_0 c)$ — нормированная длина пространства взаимодействия) внешнего монохроматического сигнала с амплитудой \hat{a}_0 и частотой $\hat{\Omega}_0 = 8\beta_0^2 (\omega_0 - \omega_c) / (\hat{G}^{2/3} \omega_c)$. Следует отметить, что в области преимущественного взаимодействия со встречной волной, т.е. при

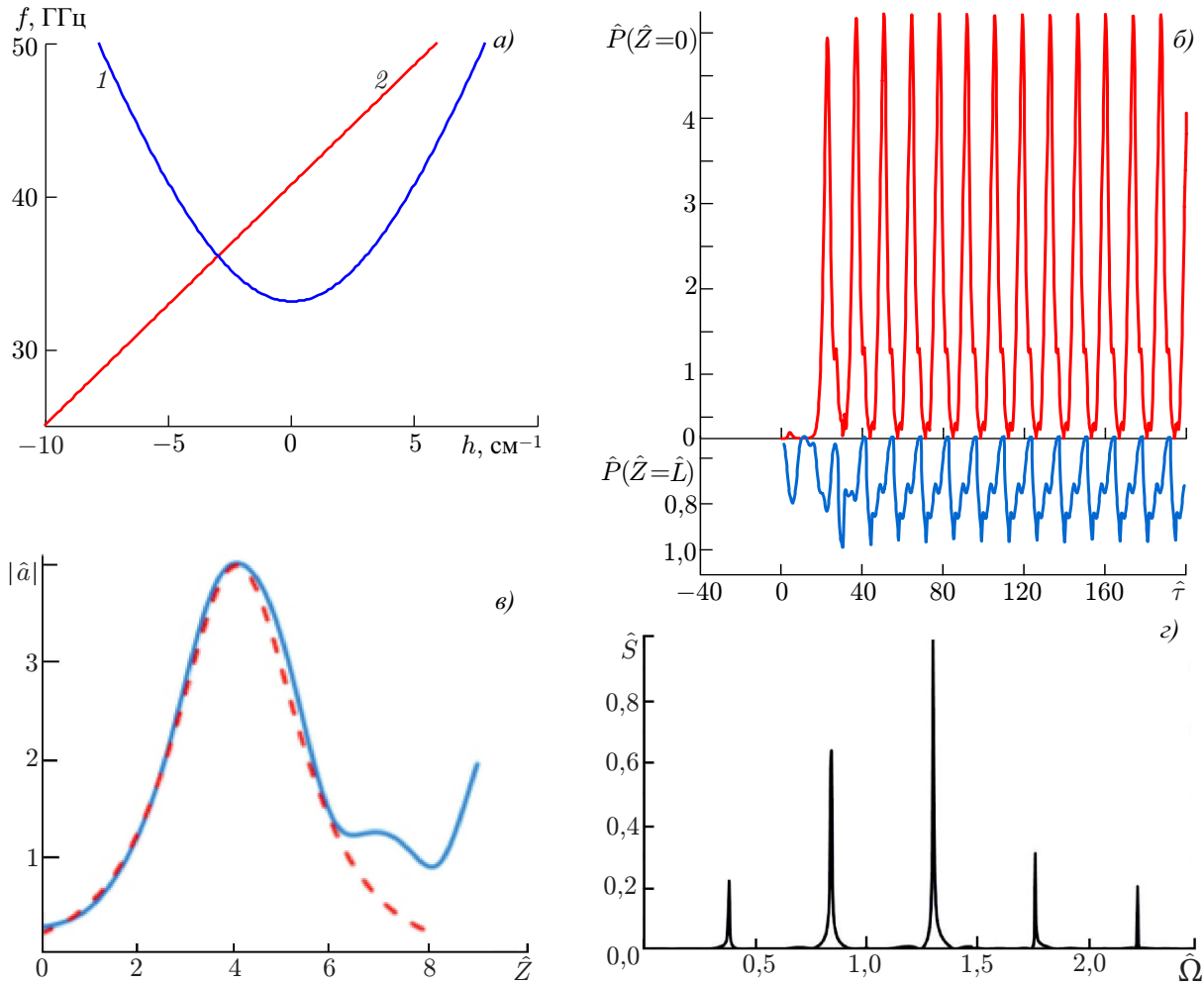


Рис. 5. Формирование периодической последовательности СИП-солитонов в рамках модели, учитывающей волноводную дисперсию излучения. Показаны результаты моделирования для параметров планируемого эксперимента с рабочей частотой 30 ГГц. (а) Дисперсионная диаграмма, соответствующая условию циклотронного резонанса со встречной волной (1 — волноводная мода, 2 — электронный пучок). (б) Зависимость от времени мощности излучения $P = \text{Im}(\hat{a} \partial \hat{a}^* / \partial \hat{Z})$ в выходном ($\hat{Z} = 0$) и входном ($\hat{Z} = \hat{L}$) сечениях пространства взаимодействия, демонстрирующая высвечивание мощных и слабых солитонов. (в) Форма импульса (сплошная кривая) внутри пространства взаимодействия и её сравнение с аналитически найденным решением (штриховая линия). (г) Спектр сигнала на выходе из пространства взаимодействия

больших отрицательных расстройках $\Delta = -|\Delta|$, $|\Delta| \gg 1$, система уравнений (18) может быть сведена к уравнениям, аналогичным (3) (для случая активного пучка, обладающего начальной поперечной скоростью, эта процедура описана в [46]).

На рис. 5 приведены результаты моделирования для параметров планируемого эксперимента, в котором внешний стационарный сигнал будет задаваться магнетроном с рабочей частотой 36 ГГц и мощностью около 20 кВт. Излучение магнетрона будет взаимодействовать с приосевым электронным пучком с энергией частиц 30 кэВ и током 0,75 А в волноводе с радиусом 2,65 мм и длиной 25 см. При напряжённости ведущего магнитного поля 15,5 кЭ имеет место резонансное взаимодействие со встречной волной на частоте, близкой к частоте внешнего сигнала (см. рис. 5а). Указанные физические параметры соответствуют следующим безразмерным параметрам: $\hat{L} = 9$, $\hat{a}_0 = 1,5$, расстройка $\hat{\delta} = -1$, $\hat{\Omega}_0 = 1,3$. На рис. 5б представлена полученная в моделировании вре-

менная зависимость мощности излучения $P = \text{Im}(\hat{a} \partial \hat{a}^* / \partial \hat{Z})$ на входе ($\hat{Z} = \hat{L}$) и выходе ($\hat{Z} = 0$) пространства взаимодействия (здесь индекс * означает комплексное сопряжение). Форма импульсов внутри пространства взаимодействия (см. рис. 5б) близка к задаваемой формулой (11) для микроволновых солитонов самоиндуцированной прозрачности. При этом из рис. 5б видно, что, наряду с мощными солитонами, высвечивающимися с катодного конца системы, формируются также слабые солитоны, которые распространяются в сторону коллектора. Согласно оценкам мощность солитонов на выходе системы близка к мощности запитывающего магнетрона, длительность импульса составляет примерно 1,2 нс. При этом характерный спектр в виде частотной гребёнки (см. рис. 5г) показывает, что формируемые импульсы являются когерентными, т. е. связаны по фазе. В целом проведённое моделирование подтверждает реализуемость режима периодического формирования солитонов в миллиметровом диапазоне длин волн.

2. ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В работах [23–31] показана возможность формирования в электронных сверхвысокочастотных генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи периодической последовательности ультракоротких импульсов. Механизм импульсной генерации в таких системах аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод [12–16]. Вместе с тем в лазерной физике хорошо известна интерпретация генерируемых в таких условиях изолированных коротких импульсов как диссипативных солитонов [7–11]. Ниже в рамках модели генератора с высокочастотным резонатором показано, что в электронных системах с пассивной синхронизацией мод генерируемые импульсы могут также рассматриваться как диссипативные солитоны. При этом для определения характеристик указанных солитонов принципиальным фактором является наличие или отсутствие смещения (проскальзывания) импульсов относительно электронного потока, обусловленное соотношением между их групповой скоростью и продольной скоростью частиц.

2.1. Модель электронного генератора ультракоротких импульсов с высокочастотным резонатором и насыщающимся поглотителем

Рассмотрим модель электронного генератора с пассивной синхронизацией мод (см. рис. 6), который включает электронный усилитель (секция 1), нелинейный поглотитель (секция 2), частично прозрачное зеркало и линию задержки. По аналогии с лазерными моделями будем использовать далее приближение генератора с высокочастотным резонатором, считая, что потери в цепи обратной связи малы и, соответственно, мало усиление волны за один проход. В качестве активного элемента секции 1 может быть использован широкий класс электронных усилителей с инерционной группировкой частиц [48, 49], к числу которых относятся черенковские лампы бегущей волны, гироусилители (мазеры на циклотронном резонансе), лазеры на свободных электронах с непрерывной электронной инжекцией. В перечисленных схемах усиление синхронной

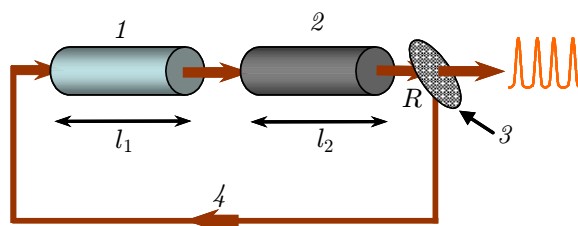


Рис. 6. Принципиальная схема генератора ультракоротких микроволновых импульсов с пассивной синхронизацией мод: 1 — усилитель, 2 — насыщающийся поглотитель, 3 — частично прозрачное зеркало, 4 — линия задержки

волны $E = \text{Re}\{A(z, t) \exp[\omega t - ih(\omega)z]\}$ на n -м проходе по цепи обратной связи может быть описано универсальной системой уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial t}\right) \tilde{a}_n + i\varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{a}_n}{\partial t^2} &= kC^3 J, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \theta &= k(u + \Delta), \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) u = k \text{Re}[\tilde{a}_n \exp(i\theta)]. \end{aligned} \quad (21)$$

В уравнениях (21) $\tilde{a}_n = \chi\mu eA_n/(\omega m_e c)$ — безразмерная амплитуда волны, θ — фаза действующего на электроны поля (характеризует положение электрона относительно синхронной волны), $u = 1 - \gamma/\gamma_0$ — относительное изменение энергии электронов, $J = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d_0$ — амплитуда высокочастотного тока, χ — коэффициент связи электронов с волной, μ — параметр инерционной группировки электронов [49], $C = [eI_b \chi^2 \mu / (m_e c^3 \gamma_0 N)]^{1/3}$ — параметр усиления (параметр Пирса), N — норма рабочей моды, $\varepsilon = d^2 h / d\omega^2$ — параметр дисперсии, Δ — начальная расстройка электронно-волнового синхронизма, $k = \omega/c$. При записи самосогласованной системы уравнений (21) предполагалось, что относительное изменение энергии электронов мало ($|1 - \gamma/\gamma_0| \ll 1$). Это позволяет описать в универсальном виде процесс электронно-волнового взаимодействия в перечисленных выше системах, основанных на различных механизмах индуцированного излучения (черенковском, циклотронном, ондуляторном и так далее [48, 49]). В случае моноскоростного, не имеющего начальной модуляции плотности электронного потока граничные условия к уравнениям движения на входе в (секцию усиления 1) имеют вид $\theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi]$, $u|_{z=0} = 0$.

Далее удобно перейти к новым независимым переменным, а именно к продольной координате z и волновой переменной $x = t - z/V_{\text{gr}}$, в которых указанные уравнения (21) принимают вид

$$\frac{\partial \tilde{a}_n}{\partial z} + i\varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{a}_n}{\partial x^2} = kC^3 J, \quad (22)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{s}{c} \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \theta = k \text{Re}[\tilde{a}_n \exp(i\theta)]. \quad (23)$$

Здесь $s = 1/\beta_0 - 1/\beta_{\text{gr}}$ — параметр расстройки группового синхронизма (параметр проскальзывания [50]), определяемый отличием групповой скорости волны от невозмущенной продольной скорости частиц.

В переменных (z, x) трансформация сигнала в секции поглощения описывается уравнением

$$\frac{\partial \tilde{a}_n}{\partial z} + \sigma(\tilde{a}_n) \tilde{a}_n = 0, \quad (24)$$

где коэффициент поглощения с учётом насыщения может быть задан в виде

$$\sigma(\tilde{a}_n) = \frac{\sigma_0}{1 + \nu |\tilde{a}_n|^2}. \quad (25)$$

Проинтегрируем уравнения (22) и (24) по продольной координате и учтём, что сигнал проходит по цепи обратной связи с коэффициентом передачи R . Тогда в предположении, что указанный коэффициент близок к единице и, соответственно, усиление, поглощение и дисперсионное расплывание за один проход малы, изменение амплитуды волны на соседних проходах описывается следующим уравнением:

$$\tilde{a}_{n+1} - \tilde{a}_n = -(1 - R)\tilde{a}_n - i l_{\Sigma} \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{a}_n}{\partial x^2} - l_2 \sigma(\tilde{a}_n) \tilde{a}_n + C^3 k \int_0^{l_1} J dz. \quad (26)$$

Здесь $l_\Sigma = l_1 + l_2 + l_d$ — полная длина цепи обратной связи, которая включает усилитель, насыщающийся поглотитель и линию задержки с длинами l_1 , l_2 и l_d соответственно. Считая, что изменение амплитуды поля за один проход мало ($|(\tilde{a}_{n+1} - \tilde{a}_n)/\tilde{a}_n| \ll 1$; приближение генератора с высокочастотным резонатором), от уравнения в конечных разностях (26) можно перейти к дифференциальному уравнению, а от номера прохода n — к медленному времени $\tilde{\tau} = nT_\Sigma$, единица отсчёта которого — это время прохождения возмущений по цепи обратной связи $T_\Sigma = l_\Sigma/V_{gr}$ [48]. В результате эволюция поля и движение частиц опишутся уравнениями

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tilde{\tau}} + [1 + \tilde{\sigma}(\alpha)]\alpha + i\tilde{\varepsilon} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} = F(\alpha), \quad (27)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s \frac{\partial}{\partial X} \right)^2 \theta = \text{Re}[\alpha \exp(i\theta)], \quad (28)$$

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s \frac{\partial}{\partial X} \right) \theta|_{\zeta=0} = \tilde{\Delta}, \quad (29)$$

где $F(\alpha) = \int_0^{L_1} J d\zeta$ — фактор электронного возбуждения. В (27)–(29) использованы следующие нормированные переменные: $\tilde{\tau} = \tau(1-R)/T_\Sigma$, $\zeta = kzC/(1-R)^{1/3}$, $X = x\omega C/(1-R)^{1/3}$, $\alpha = \tilde{a}_n C^{-2}(1-R)^{2/3}$, $\tilde{\sigma}(\alpha) = \tilde{\sigma}_0/(1 + \tilde{\nu}|\alpha|^2)$, $\tilde{\sigma}_0 = \sigma_0 l_2/(1-R)$, $\tilde{\nu} = \nu C^4/(1-R)^{4/3}$, $\tilde{\Delta} = \Delta\mu/C$, $L_1 = kl_1 C/(1-R)^{1/3}$ — безразмерная длина секции усиления, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon C^2 l_\Sigma \omega^2/(1-R)^{5/3}$. Электронный коэффициент полезного действия (КПД) определяется соотношением

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \tilde{\eta}, \quad \tilde{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{u} d\theta_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s \frac{\partial}{\partial X} \right) \theta d\theta_0, \quad (30)$$

где $\tilde{u} = u\mu/C$.

Уравнение (27) должно быть дополнено условием цикличности для поля излучения:

$$\alpha(X + \tilde{T}_\Sigma, \tilde{\tau}) = \alpha(X, \tilde{\tau}), \quad (31)$$

где $\tilde{T}_\Sigma = \omega T_\Sigma C/(1-R)^{1/3}$ — безразмерный период прохождения сигнала по цепи обратной связи. Последнее условие позволяет разложить поле в ряд Фурье:

$$\alpha(\tilde{\tau}, X) = \sum_m \alpha_m(\tilde{\tau}) \exp(-i\Gamma_m X), \quad (32)$$

где $\Gamma_m = 2\pi m/\tilde{T}_\Sigma$, и рассматривать каждую гармонику как моду резонатора с продольным индексом m .

Важно подчеркнуть, что при выводе уравнений (27), (28) предполагалось, что время $l_\Sigma/[V_{gr}(1-R)]$ изменения амплитуды поля в резонаторе, формируемом кольцом обратной связи, существенно превышает время пролёта электронов через пространство взаимодействия l_1/V_0 . Это позволяет при заданной амплитуде поля $\alpha(X)$ численно проинтегрировать уравнения движения (28) с граничными условиями (29) и найти фактор $F(\alpha)$ в правой части уравнения для поля волны (27). С учётом этого фактора, а также дисперсии, поглощения и частичного вывода излучения из резонатора через полупрозрачное зеркало находится распределение поля в следующий момент времени.

Представляя решение уравнений (27)–(29) в виде $\alpha = \alpha_m(\tilde{\tau}) \exp(-i\Gamma_m X)$, получаем уравнения, описывающие одномодовый режим генерации,

$$\frac{d\alpha_m}{d\tilde{\tau}} + [1 + \tilde{\sigma}(\alpha_m)]\alpha_m - i\tilde{\varepsilon}\Gamma_m^2 \alpha_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{L_1} \int_0^{2\pi} \exp[-i(\vartheta - s\Gamma_m \zeta)] d\vartheta_0 d\zeta,$$

$$\frac{d^2\vartheta}{d\zeta^2} = \text{Re}\{\alpha_m \exp[i(\vartheta - s\Gamma_m\zeta)]\}, \quad \vartheta|_{\zeta=0} = \vartheta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{d\vartheta}{d\zeta}|_{\zeta=0} = \tilde{\Delta}, \quad (33)$$

где $\vartheta = \theta - \Gamma_m(X - s\zeta)$. В режиме малого сигнала уравнения движения линеаризуются и для фактора электронного возбуждения получаем известное соотношение [49]

$$F(\alpha) = L_1^3 \alpha \tilde{\varphi}(\Phi), \quad \tilde{\varphi}(\Phi) = 2 \frac{\exp(-i\Phi) - 1}{\Phi^3} + i \frac{\exp(-i\Phi) + 1}{\Phi^2}, \quad (34)$$

где $\Phi = (\tilde{\Delta} - s\Gamma_m)L_1$ — угол пролёта электронов через пространство взаимодействия секции 1. Из соотношения (34) следует, что в зависимости от величины расстройки синхронизма взаимодействие излучения с электронным пучком может быть использовано как для его усиления ($-2\pi < \Phi < 0$), так и для его поглощения ($0 < \Phi < 2\pi$). Соответственно, насыщающийся поглотитель может быть также основан на взаимодействии с электронным потоком, а генератор ультракоротких импульсов с пассивной синхронизацией мод может быть реализован, если последовательно соединить усиливающую и поглощающую секции. Такая схема исследуется ниже, в разделе 2.4.

2.2. Формирование диссипативных солитонов в режиме группового синхронизма

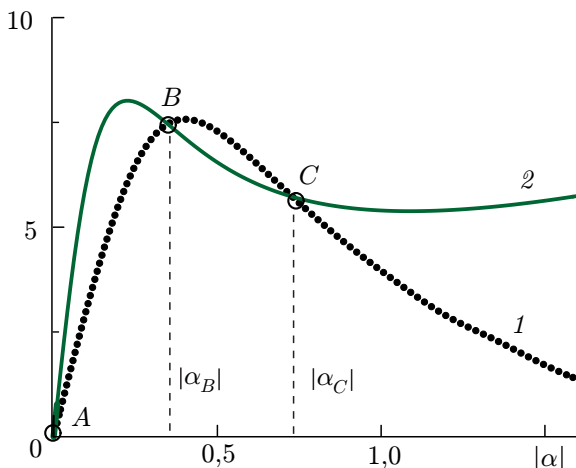


Рис. 7. Зависимость фактора электронного возбуждения $F(|\alpha|)$ (кривая 1) и коэффициента поглощения $\tilde{\sigma}(|\alpha|)$ (сплошная кривая 2) от амплитуды поля $|\alpha|$. Точками показаны состояния устойчивого (A, C) и неустойчивого (B) равновесия в режиме одномодовых колебаний. Величины $|\alpha_B|$ и $|\alpha_C|$, определяющиеся точками неустойчивого и устойчивого равновесия, задают соответственно порог жёсткого возбуждения и уровень стационарной генерации. Исползованные параметры: $L_1 = 4,6$, $\tilde{\Delta} = -0,64$, $\tilde{\sigma}_0 = 30$, $\tilde{\nu} = 22,5$

магнитного импульса усиливаются независимо друг от друга, а их взаимное влияние обусловлено только дисперсионным расплыванием. Зависимость активной части фактора электронного возбуждения $\text{Re}[F(|\alpha|)]$ от модуля амплитуды поля, найденная интегрированием уравнения (36) с граничными условиями (29), для отстройки $\tilde{\Delta}L_1 = -3$, соответствующей центру полосы линейного усиления, показана на рис. 7.

Рассмотрим сначала процессы синхронизации мод и формирования периодической последовательности электромагнитных импульсов в режиме точного группового синхронизма, когда продольная скорость частиц равна групповой скорости волны ($s = 0$), а в качестве поглотителя используется модельный безынерционный поглотитель (25). В этом случае уравнения (27), (28) сводятся к

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + [1 + \tilde{\sigma}(|\alpha|^2)]\alpha + i\tilde{\varepsilon} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} = \frac{\alpha}{|\alpha|} F(|\alpha|), \quad (35)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} = \text{Re}[\alpha \exp(i\theta)]. \quad (36)$$

В исследуемых условиях фактор электронного возбуждения зависит только от амплитуды поля на заданной характеристике $X = \text{const}$, т.е. функционал $F[\alpha(X)]$ сводится к функции $F(|\alpha|)$ и определяется группировкой электронов, движение которых также происходит вдоль указанной характеристики. В режиме группового синхронизма электронная нелинейность имеет локальный (по переменной X) характер, т.е. различные фрагменты формирующегося электромагнитного импульса усиливаются независимо друг от друга, а их взаимное влияние обусловлено только дисперсионным расплыванием.

Важно отметить, что уравнение (35), в котором фактор возбуждения $F(|\alpha|)$ можно считать известной функцией амплитуды поля, аналогично по форме уравнению, описывающему диссипативные солитоны в оптике [7, 9, 10]. Как известно, для возникновения последних необходимо выполнение условий бистабильности стационарных решений, т. е. решений, не зависящих от волновой переменной X . Указанное требование выполняется при наличии насыщающегося поглотителя в цепи обратной связи. Как видно из рис. 7, в таких условиях существуют три точки пересечения нагрузочной кривой 2 и кривой 1, описывающей фактор электронного возбуждения. В рамках стационарных решений устойчивыми являются состояния равновесия, обозначенные точками A и C . Точка B , очевидно, является неустойчивым состоянием равновесия. Действительно, для этой точки при малом превышении амплитуды поля над равновесным значением $|\alpha_B| = 0,34$ потери падают, а фактор возбуждения возрастает, и амплитуда поля уходит от равновесного уровня в сторону увеличения, к точке C . Аналогичный анализ показывает устойчивость точек равновесия A и C , что свидетельствует о бистабильности системы. При этом точка A соответствует нулевому решению, т. е. отсутствию генерации, а точка C — нетривиальному решению с ненулевой амплитудой $|\alpha_C| = 0,71$.

Проведённый качественный анализ подтверждается результатами численного моделирования уравнений (27)–(29). Так, если задать начальное условие в виде одной моды с амплитудой, меньшей, чем $|\alpha_B|$, колебания затухают. Когда начальная амплитуда превышает уровень $|\alpha_B|$ или, тем более, $|\alpha_C|$, то устанавливается стационарная одномодовая генерация с амплитудой $|\alpha_C|$, соответствующей точке C .

Однако одномодовое решение является неустойчивым [28, 29], если в начальный момент времени заданы возмущения достаточно большой амплитуды на соседних модах. На рис. 8 продемонстрирована эволюция амплитуд трёх мод, первая из которых (сплошная линия) имела начальную амплитуду, равную $|\alpha_C|$, а две соседних (пунктирные линии) — амплитуды, меньшие $|\alpha_B|$. Как видно из рис. 8б и в, при наличии насыщающегося поглотителя происходит возбуждение большого числа дополнительных продольных мод. Далее имеет место синхронизация фаз этих мод и формирование локализованного решения (см. рис. 8в и г), которое, следуя [7–11], будем называть диссипативным солитоном. Спектральный состав таких солитонов содержит большое число дискретных линий, соответствующих возбуждению различных продольных мод с синхронизованными фазами. При этом огибающая спектра имеет гладкую колокообразную структуру (см. рис. 8в). Важно подчеркнуть, что в рамках рассматриваемой модели формирование диссипативных солитонов происходит в жёстком режиме, т. е. для их возбуждения необходима достаточно большая амплитуда затравочного сигнала.

2.3. Увеличение амплитуды солитонов в условиях проскальзывания излучения относительно электронного потока

С точки зрения экспериментальной реализации электронных генераторов с пассивной синхронизацией мод принципиальное значение имеет определение условий, при которых достигается максимальная амплитуда генерируемых импульсов. Важным фактором, существенно влияющим на пиковую мощность импульсов, является проскальзывание излучения относительно электронного пучка за счёт отличия продольной скорости частиц от групповой скорости волны.

Сравним механизмы энергообмена в рассмотренном выше режиме группового синхронизма и в режиме, в котором имеет место эффект проскальзывания (см. рис. 9). Для режима группового синхронизма (см. рис. 9а) на плоскости (ζ, X) сплошными линиями показаны характеристики волны ($X = \text{const}$) и совпадающие с ними по направлению характеристики, вдоль которых происходит движение электронов (штриховые линии). В таких условиях каждый фрагмент огибаю-

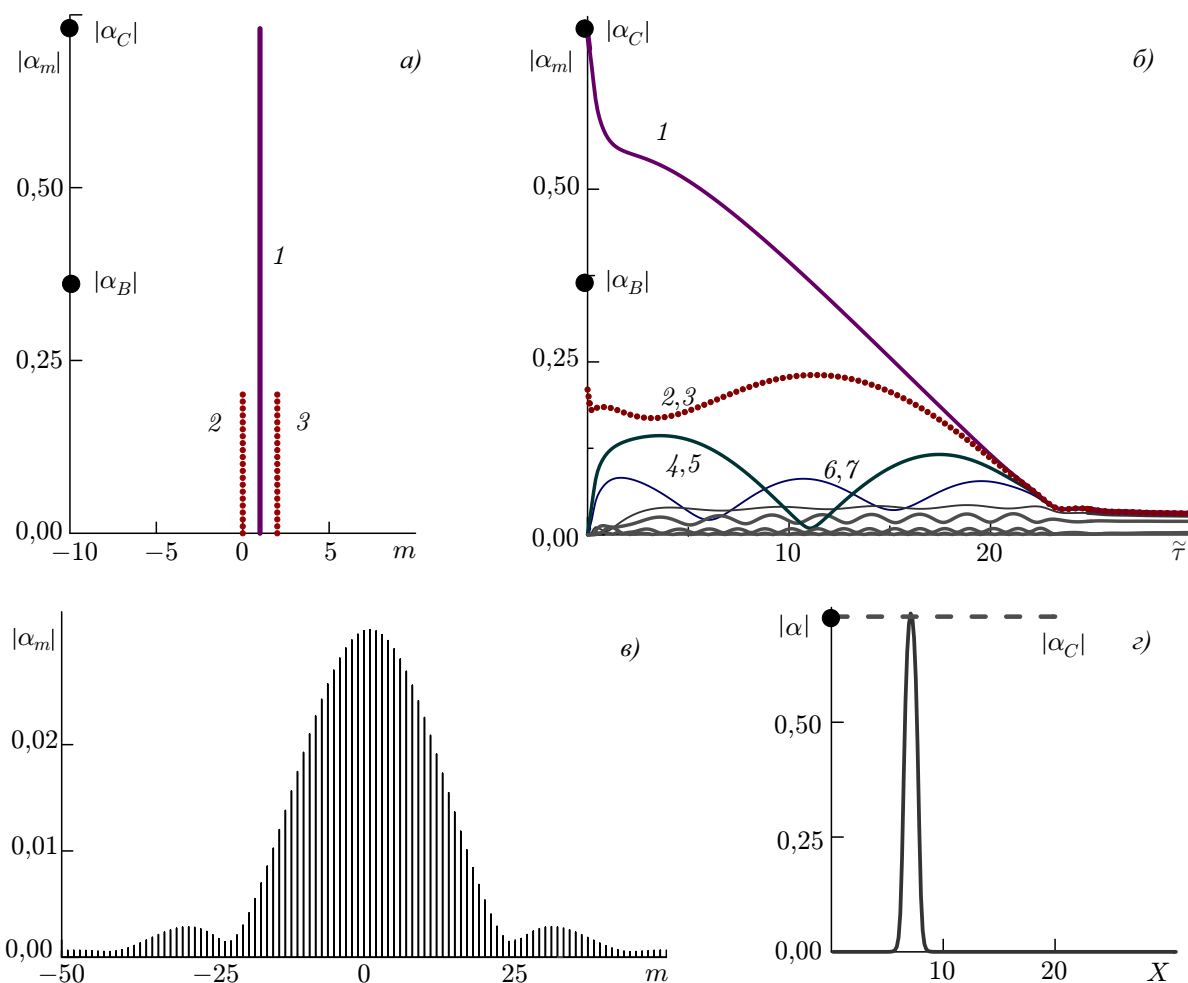


Рис. 8. Режим группового синхронизма ($s = 0$). Неустойчивость режима одномодовой генерации по отношению к возбуждению мод спутников: (а) спектр начального сигнала, состоящего из трёх мод, первая из которых ($m = 1$; сплошная кривая 1) имеет амплитуду $|\alpha_C|$, а две соседних (с номерами $m = 0$ и $m = 2$; пунктирные кривые 2, 3) амплитуды меньше $|\alpha_B|$; (б) временная эволюция амплитуд мод с номерами $m = 1$ (сплошная кривая 1), $m = 0$ и $m = 2$; (пунктирные кривые 2, 3), $m = 3$ (кривая 4) и других; (в) спектральный состав диссипативного солитона; (з) установившийся профиль солитона с пиковой амплитудой $|\alpha_C|$. И использованные параметры: $\tilde{\varepsilon} = 0,24$, $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$, остальные параметры те же, что на рис. 7

щей солитона взаимодействует со своей электронной фракцией. Для фракции, которая передаёт энергию центральной части солитона, зависимость относительных изменений энергии частиц $\tilde{\omega}$ от продольной координаты ζ показаны на рис. 9в. На рис. 9д представлено среднее по фазам влёта изменение энергии электронов всех электронных фракций (электронный КПД, $\tilde{\eta}$), с которыми взаимодействует солитон.

Существенного увеличения амплитуды солитона можно достигнуть, если ввести проскальзывание излучения относительно электронного потока на каждом проходе по пространству взаимодействия, допустив определённую отстройку групповой скорости волны от продольной скорости частиц ($s \neq 0$). В таких условиях характеристики, описывающие движение электронов ($X = s\zeta + \text{const}$), наклонены относительно характеристик волны ($X = \text{const}$). В процессе проскальзывания относительно электронного потока электромагнитный импульс отбирает энергию от различных электронных фракций. В результате при неизменной длине пространства взаимодействия, токе

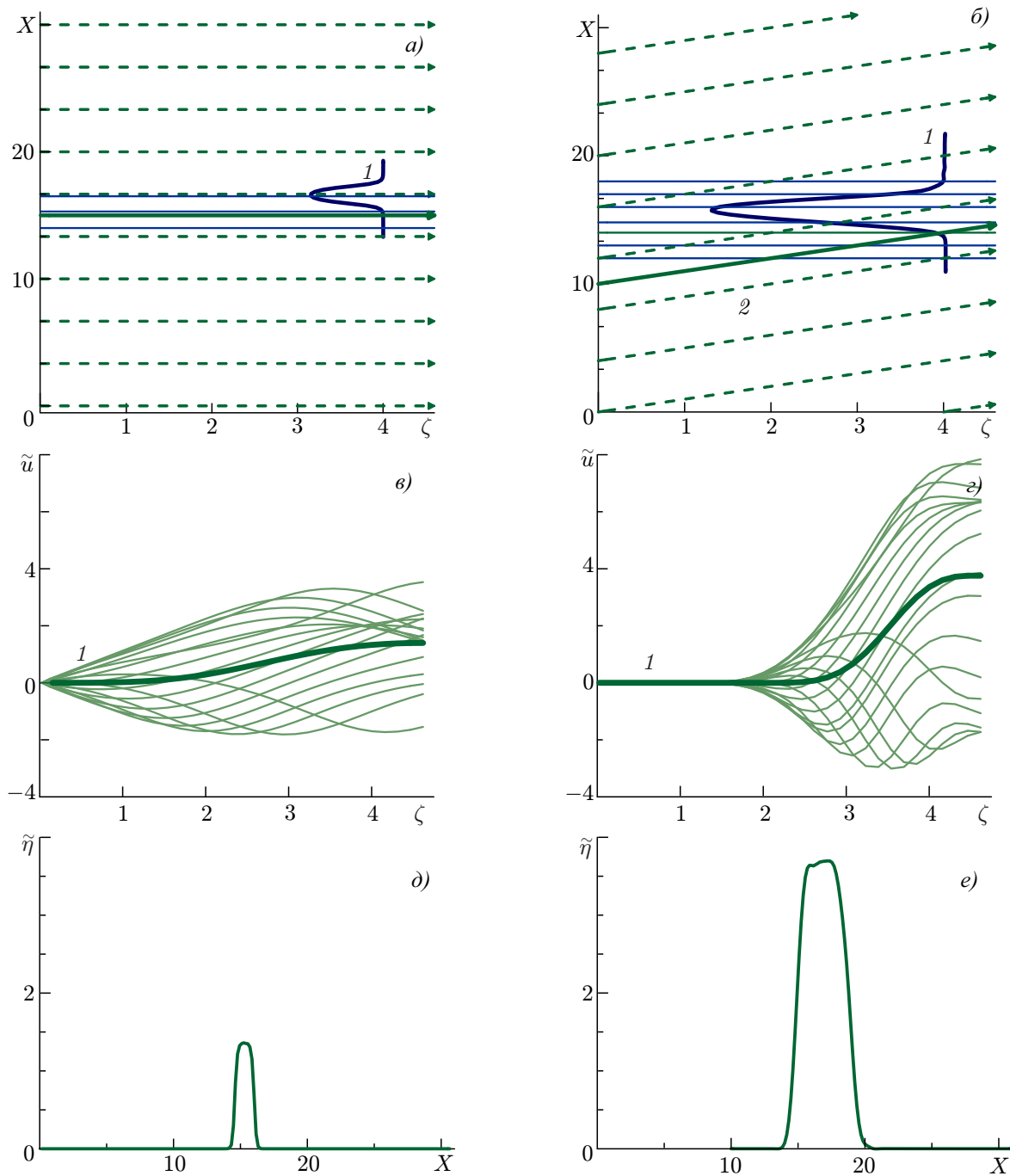


Рис. 9. Сравнение механизмов генерации солитонов электронным потоком в режиме группового синхронизма $s = 0$ (левый столбец) и в режиме проскальзывания при $s = 1$ (правый столбец). Характеристики электромагнитной волны (обозначены сплошными горизонтальными линиями), а электронов — штриховыми линиями), кривые 1 показывают профиль солитона (а, б). Зависимости относительных изменений энергии частиц \tilde{u} от продольной координаты ζ в процессе взаимодействия с солитоном одной электронной фракции, толстой зелёной линией 1 показано среднее по фазам влёта θ_0 изменение энергии частиц этой фракции (в, г). Эффективность энергоотдачи $\tilde{\eta}(\tilde{u})_{\theta_0}$ различных фракций как функция волновой переменной X (д, е). И использованные параметры: $\tilde{\varepsilon} = 0,47$, $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$, остальные параметры те же, что на рис. 7

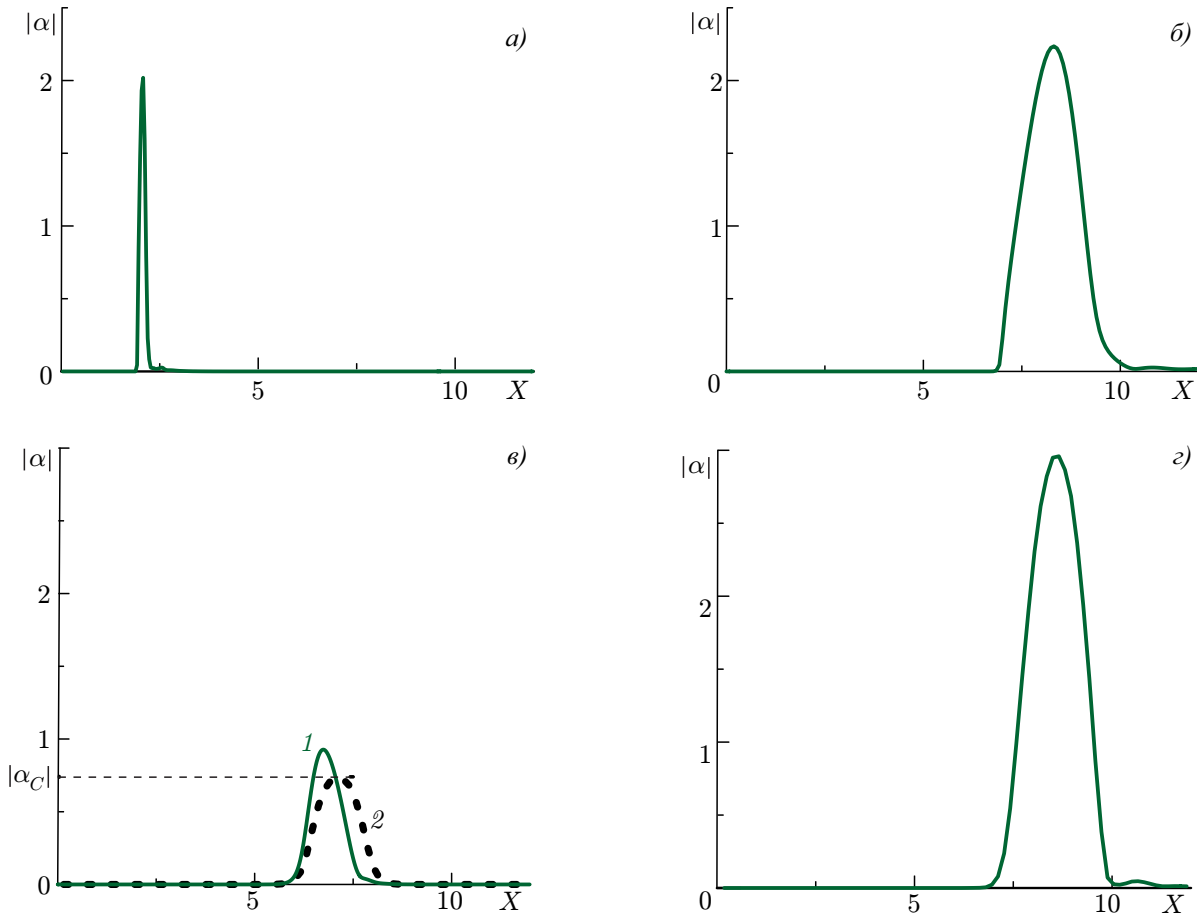


Рис. 10. Профили солитонов при двух значениях параметра расстройки группового синхронизма, $s = 0,1$ и $s = 1$ (левый и правый столбцы) и двух значениях параметра дисперсии, $\tilde{\varepsilon} = 0$ и $\tilde{\varepsilon} = 0,47$ (верхняя и нижняя строки). Для сравнения на панели в пунктирной линией 2 показан профиль солитона в пренебрежении проскальзыванием. В этом случае амплитуда солитона совпадает с значением $|\alpha_C|$, соответствующим точке устойчивого равновесия. И использованные параметры: $L_1 = 4,6$, $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$, $\tilde{\Delta} = -0,64$, $\tilde{\sigma}_0 = 30$, $\tilde{\nu} = 22,5$

электронного пучка и других параметрах значительно увеличивается пиковая амплитуда импульса (ср. рис. 9а и б). Изменения энергии частиц одной из электронных фракций, выделенной на рис. 9б кривой 2, показана на рис. 9г. Практически такой же средний по фазам влёта θ_0 отбор энергии происходит от других электронных фракций, с характеристиками которых пересекаются характеристики солитона из-за отличия его групповой скорости от продольной скорости частиц. Очевидно, что число фракций, с которыми взаимодействует солитон, тем больше, чем больше указанное отличие. Другими словами, чем больше параметр проскальзывания s , тем у большего числа электронов солитон отбирает энергию и тем больше накопленная в нём энергия в установившемся режиме генерации (см. рис. 9е).

В пренебрежении дисперсией пиковая амплитуда солитона не зависит от параметра проскальзывания s , однако пропорционально этому параметру меняется длительность импульса (рис. 10а и б). При стремлении параметра s к нулю, когда длительность импульса становится исчезающе малой, принципиально важным оказывается учёт дисперсии (см. рис. 10в и г). В результате при выполнении условия $\tilde{\varepsilon} \gg s^2$ генерируемые импульсы совпадают с солитонным решением уравнений (35), (36) (см. рис. 10е).

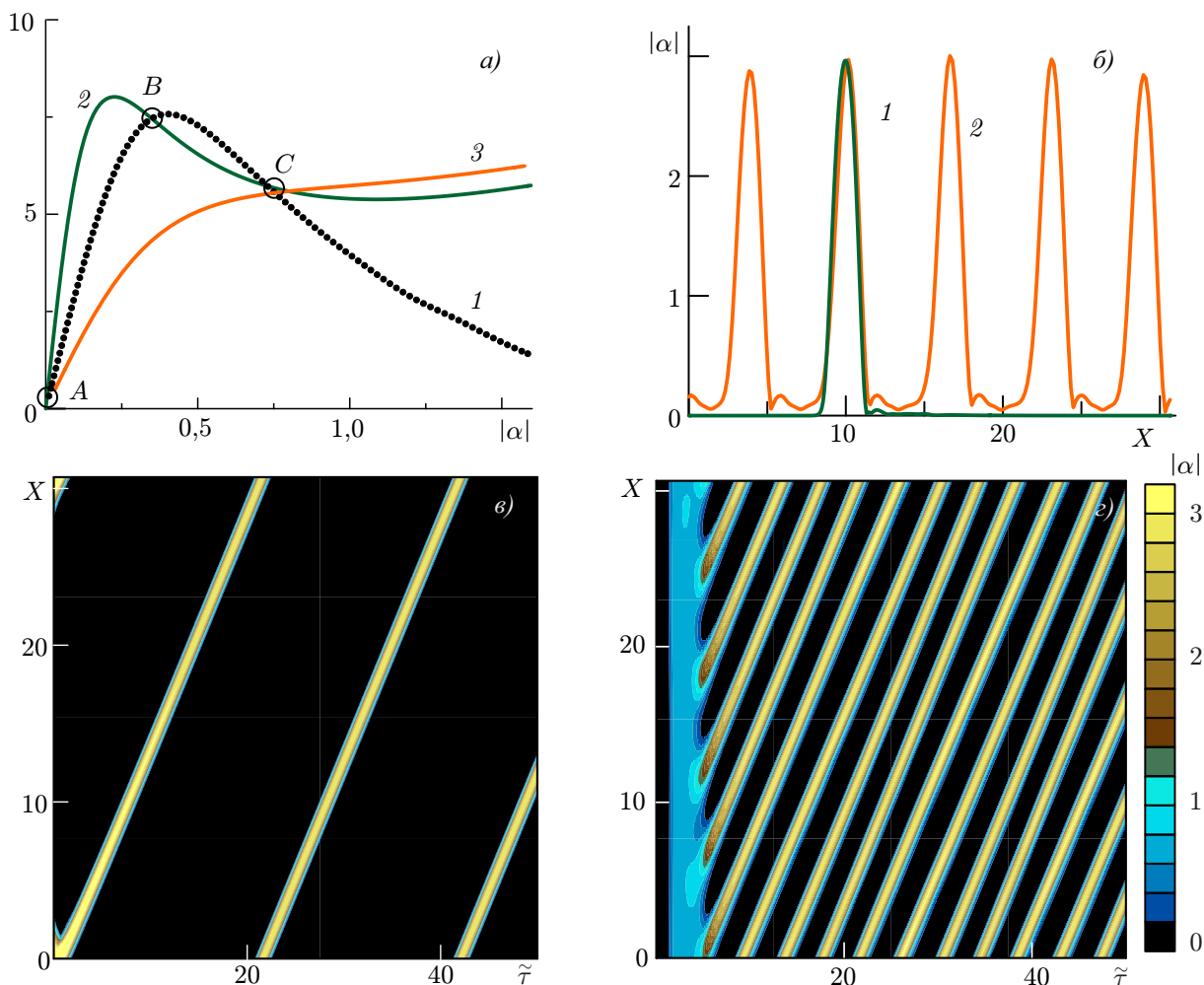


Рис. 11. (а) Амплитудная зависимость фактора электронного возбуждения (пунктирная кривая 1) и коэффициентов поглощения $\tilde{\sigma}(|\alpha|)$, обеспечивающих жёсткий (кривая 2, $\tilde{\nu} = 22,5$, $\tilde{\sigma}_0 = 30$) и мягкий (кривая 3, $\tilde{\nu} = 3,1$, $\tilde{\sigma}_0 = 5,8$) режимы генерации солитонов при наличии проскальзывания в секции усиления $s = 1$. (б) Установившийся профиль солитонов в жёстком (кривая 1) и мягком (кривая 2) режимах генерации. Процесс формирования солитонов: жёсткий (в) и мягкий (z) режимы. Используемые параметры: $\tilde{\epsilon} = 0,47$, $L_1 = 4,6$, $\tilde{\Delta} = -0,64$, $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$

Помимо значительного увеличения амплитуды солитона (см. рис. 10б и z) эффект проскальзывания позволяет реализовать мягкий режим генерации ультракоротких импульсов [29]. Характер режима генерации определяется положением нагрузочной кривой поглотителя (кривые 2 и 3 на рис. 11а) относительно кривой фактора электронного возбуждения 1. Жёсткий режим генерации реализуется, когда нагрузочная кривая поглотителя (кривая 2) при малых амплитудах проходит выше кривой электронного возбуждения (кривая 1 на рис. 11а). В этом случае потери превалируют над усилением и поле с амплитудой, меньшей $|\alpha_B|$ и определяемой по точке пересечения кривых B, затухает. Поле малой амплитуды будет нарастать, когда линия усиления (пунктирная кривая 1) проходит выше линии поглощения (кривая 3 на рис. 11а). Стартуя с малых начальных шумов, поле вначале нарастает равномерно по координате X на частоте одной из мод (см. рис. 11д, голубая зона), лежащих в полосе линейного усиления (кривые на рис. 12б и z). Затем, после достижения определённого уровня амплитуды, возникает автомодуляция, свидетельствующая о расширении спектра генерации далеко за пределы этой полосы. В результате

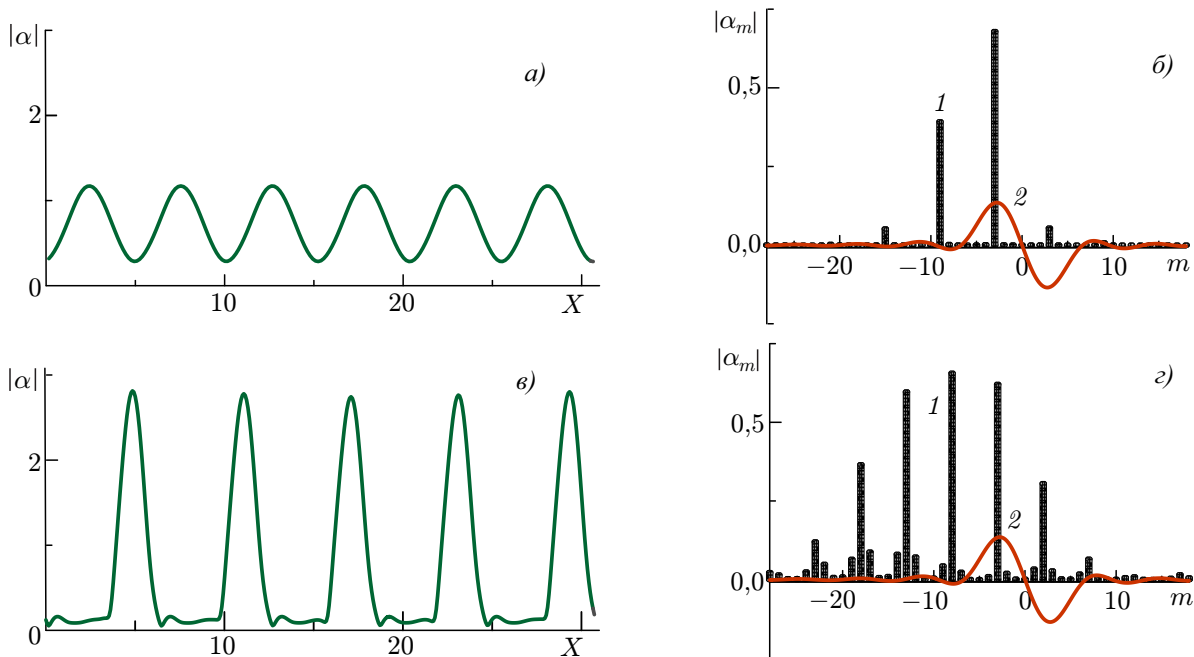


Рис. 12. Профиль поля внутри резонатора для режима автомодуляции в отсутствие насыщения в поглотителе, $\tilde{v} = 0$ (а); мягкого режима формирования солитонов с поглотителем (в; кривая 3 на рис. 11); соответствующие спектры (б, г), на которых линией 2 показан фактор электронного возбуждения различных мод в режиме малого сигнала, определяемый (34). Исползованные параметры: $\tilde{v} = 3,1$, $\tilde{\sigma}_0 = 5,8$, $\tilde{\varepsilon} = 0,47$, $L_1 = 4,6$, $\tilde{\Delta} = -0,64$, $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$

в системе формируются несколько солитонов (см. жёлтые трассы прохождения солитонов на рис. 11д).

Как видно из рис. 11б, солитоны в жёстком (кривая 1) и мягком (кривая 2) режимах генерации практически не отличаются друг от друга по амплитуде и длительности. Однако в жёстком режиме на кольце обратной связи присутствует один солитон (см. рис. 11е), в то время как в мягком режиме (рис. 11г) генерируется цепочка солитонов, которые следуют непосредственно друг за другом. В результате, если в первом случае значительная часть электронного потока вообще не взаимодействует с излучением, то во втором случае практически все электроны вовлечены во взаимодействие. Соответственно, в мягком режиме средний по времени электронный КПД значительно выше, чем в жёстком режиме.

Формирование солитонов в мягком режиме обусловлено развитием эффектов автомодуляции. Если «выключить» нелинейность в поглотителе, положив $\tilde{v} = 0$, то в таких условиях режим стационарной генерации неустойчив и происходит возбуждение мод сателлитов. В установившемся режиме огибающая излучения показана на рис. 12а. Механизм подобной автомодуляции описан в [51] и обусловлен, с одной стороны, наличием падающего участка на амплитудной зависимости фактора электронного возбуждения $F(|\alpha|)$ (рис. 11, кривая 1), а с другой — взаимным влиянием различных фрагментов огибающей, обусловленных проскальзыванием излучения относительно электронного потока. На рис. 13 на плоскости (X, ζ) показаны характеристики волны $X = \text{const}$ и электронного потока $X = s\zeta + \text{const}$ (штриховые линии). Предположим, что амплитуда поля превысила стационарный уровень на характеристике волны $X = 0$. Если производная функции фактора электронного возбуждения $F(|\alpha|)$ для этого значения амплитуды поля отрицательна, то величина фактора возбуждения на характеристике волны $X = sL_1$ уменьшится и, соответственно, произойдёт уменьшение амплитуды поля на указанной характеристике. Это, в свою очередь,

как видно из рис. 13, приведёт к увеличению фактора возбуждения на характеристике $X = 2sL_1$ и локальному возрастанию амплитуды поля. Далее процесс повторяется с периодом $T_{S.M.} = 2sL_1$. Включение нелинейности в поглотителе приводит к более эффективному подавлению малых амплитуд поля в минимумах поля и усилению — в его максимумах. В результате длительность импульсов сокращается, амплитуда возрастает и огибающая поля приобретает вид, изображённый на рис. 12в. В спектрах солитонов резко увеличивается число возбуждаемых продольных мод (ср. рис. 12б и г).

2.4. Диссипативные солитоны в системе с усиливающим и поглощающим электронными пучками

Продемонстрируем здесь возможность генерации диссипативных солитонов при использовании в качестве просветляющегося поглотителя дополнительной электронной секции, в которой реализуется режим так называемого компфневского подавления [52–54]. В этом случае механизм электронно-волнового взаимодействия в секции поглощения аналогичен имеющему место в усилительной секции, но отличается от него несколько иным набором параметров и, в первую очередь, расстройкой синхронизма.

Итак, предположим, что в цепь обратной связи установлены две последовательные секции, работающие в режиме усиления и нелинейного поглощения, которые запитываются двумя независимыми электронными пучками. В этом случае уравнения (27), (28) модифицируются следующим образом:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \alpha + i\tilde{\varepsilon} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} = F_1(\alpha) + \tilde{G}F_2(\alpha), \tag{37}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s_1 \frac{\partial}{\partial X}\right)^2 \theta_1 = \text{Re}[\alpha \exp(i\theta_1)], \quad \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s_2 \frac{\partial}{\partial X}\right)^2 \theta_2 = \tilde{\chi} \text{Re}[\alpha \exp(i\theta_2)], \tag{38}$$

$$\theta_1|_{\zeta=0} = \theta_2|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s_1 \frac{\partial}{\partial X}\right) \theta_1|_{\zeta=0} = \tilde{\Delta}_1, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + s_2 \frac{\partial}{\partial X}\right) \theta_2|_{\zeta=0} = \tilde{\Delta}_2. \tag{39}$$

Здесь $F_j(\alpha) = \int_0^{L_j} J_j d\zeta$, где индекс $j = 1$ соответствует секции усиления, а $j = 2$ — секции поглощения. Кроме того, введены дополнительные параметры $\tilde{G} = (I_{b2}\chi_2)/(I_{b1}\chi_1)$, $\tilde{\chi} = \chi_2/\chi_1$, учитывающие отличия в значениях инжектируемого тока I_{b1} и I_{b2} , коэффициентов связи χ_1 и χ_2 , а также параметров проскальзывания s_1 и s_2 в усилительной и поглощающей секциях.

Результаты моделирования описанной двухсекционной схемы показаны на рис. 14. Для усилительной секции параметры совпадают с использованными в разделе 2.3, т. е. предполагается, что в этой секции имеет место проскальзывание излучения относительно электронного потока. Напротив, для секции поглощения оптимален режим группового синхронизма $s_2 = 0$, который эквивалентен условию минимизации инерционности поглотителя в лазерной физике [14, 15]. Режим поглощения реализуется соответствующим выбором расстройки синхронизма, который согласно

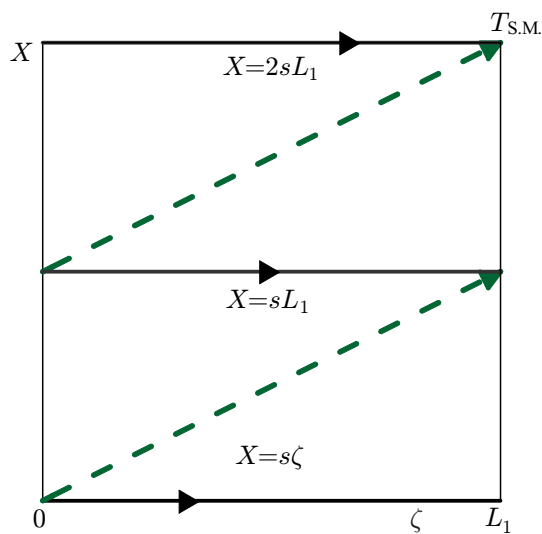


Рис. 13. Пространственно-временная диаграмма, поясняющая механизм развития автомодуляции в генераторах с высокодобротными резонаторами

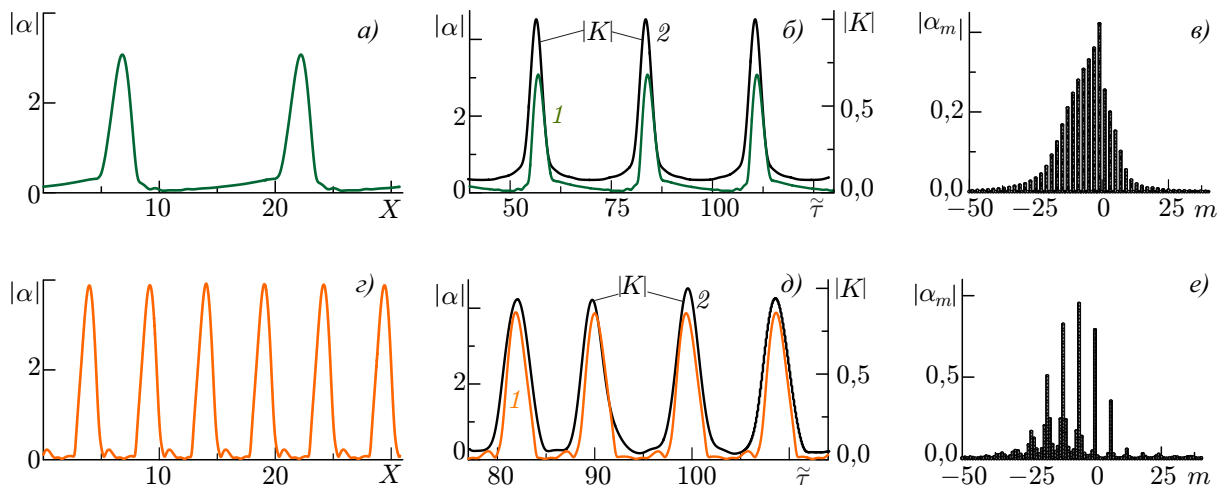


Рис. 14. Диссипативные солитоны в жестком (а–в) и мягком (г–е) режимах в системе с электронным поглотителем. Профиль поля внутри резонатора (а, г); временная зависимость амплитуды поля на выходе (кривая 1) и взаимная корреляционная функция $|K|$ (кривая 2; б, д); соответствующие спектры (в, е). Используемые параметры: $\tilde{T}_\Sigma = 30,8$, $L_1 = L_2 = 4,6$, $\tilde{\Delta}_2 = -\tilde{\Delta}_1 = 0,64$, $s_1 = 1$, $s_2 = 0$; в жёстком режиме $\tilde{G} = 1$, $\tilde{\chi} = 0,5$, $\tilde{\varepsilon} = 0,47$, в мягком режиме $\tilde{G} = 0,55$, $\tilde{\chi} = 1$, $\tilde{\varepsilon} = 0$

соотношению (34) имеет место при углах пролёта $0 < \Phi < 2\pi$. Параметры \tilde{G} и $\tilde{\chi}$ подбираются таким образом, чтобы нагрузочная кривая поглощающей секции, задаваемая фактором $F_2(\alpha)$, была близка к аналогичным кривым для системы с идеальным насыщающимся поглотителем (кривые 2, 3 на рис. 11). Соответственно, может быть реализована генерация периодической последовательности диссипативных солитонов как в жёстком (см. рис. 14а–в), так и в мягком (рис. 14г–е) режимах возбуждения. Очевидно, амплитуда и ширина импульсов достаточно хорошо совпадают с имеющими место в случае модельного поглотителя.

Таким образом, генерируемое в исследуемой системе излучение представляет собой периодическую последовательность импульсов, т.е. диссипативных солитонов. Определить степень когерентности и повторяемости импульсов можно с помощью взаимной корреляционной функции

$$K(\tilde{\tau}) = \frac{\int_0^{\tilde{T}} \alpha_1(t)\alpha_2(t - \tilde{\tau}) dt}{\sqrt{\int_0^{\tilde{T}} |\alpha_1(t)|^2 dt \int_0^{\tilde{T}+\tilde{\tau}} |\alpha_2(t)|^2 dt}}, \tag{40}$$

вычисленной по полю одного солитона $\alpha_1(\tilde{\tau})$ на интервале \tilde{T} и полной последовательности импульсов $\alpha_2(\tilde{\tau})$. Интервал \tilde{T} представляет собой период следования солитонов. Как видно из рис. 14б и д, взаимная корреляционная функция демонстрирует хорошую воспроизводимость импульсов, масштаб корреляции определяется шириной импульса. Однако при сравнении графиков для спектра на рис. 14 можно заметить, что солитоны в жёстком режиме (рис. 14в) имеют линейчатый спектр, что говорит об более строгой периодичности их следования и стабильности формы по сравнению с солитонами в мягком режиме. В спектре последних (рис. 14е) присутствует заметная некогерентная шумовая компонента.

Имея в виду практическую реализацию микроволновых генераторов с пассивной синхронизацией мод, отметим, что достоинством электронных систем является достаточно простое управление работой усилительной и поглощающей секций. В частности, если в мягком режиме генерация солитонов начинается с шумов, то жёсткий режим требует начального импульса достаточно высо-

кой интенсивности для просветления поглотителя. Вместе с тем для запуска генерации в жёстком режиме можно использовать запаздывающее включение поглощающего пучка. Таким образом, сначала происходит включение секции усиления и в генераторе развивается режим динамического хаоса (см. рис. 15). Далее, после включения пучка в секции поглощения, этот режим трансформируется в режим генерации периодической последовательности солитонов. При этом спектр импульсов в установившемся режиме полностью совпадает с представленным на рис. 14 спектром солитонов в жёстком режиме, который, как отмечалось выше, обладают лучшей (по сравнению с мягким) повторяемостью и стабильностью формы импульсов.

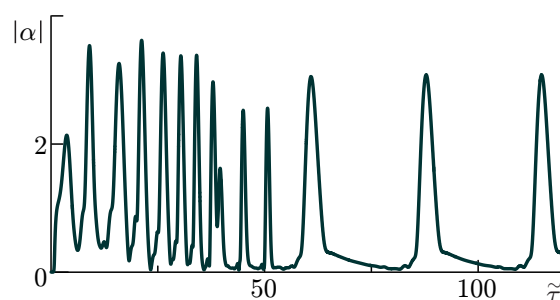


Рис. 15. Трансформация режима хаотической генерации в режим пассивной синхронизации мод при запаздывающем включении электронного поглотителя в момент времени $\tilde{\tau} = 50$ при жёстком сценарии самовозбуждения. В случае одновременного включения усиливающего и поглощающегося пучков автоколебания отсутствуют

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведённые исследования демонстрируют, что перенос методов нелинейной динамики и лазерной физики в микроволновую электронику продуктивен как с общетеоретической, так и с практической точек зрения. В первую очередь это относится к генерации микроволновых диссипативных солитонов, экспериментальная реализация которых позволит создать новый тип генераторов ультракоротких электромагнитных импульсов. Такие генераторы, подобно основанным на тех же принципах фемтосекундных лазерах, могут найти многочисленные практические приложения, включая системы связи, локацию с высоким разрешением, спектроскопию и так далее. При этом в данной статье исследована лишь одна из возможностей реализации насыщающегося поглотителя на основе лампы бегущей волны в режиме компферновского подавления. Существует и альтернативная возможность, связанная с использованием эффекта циклотронного поглощения излучения первоначально прямолинейным замагниченным электронным пучком. Наличие релятивистской зависимости гирочастоты от энергии частиц позволяет реализовать насыщающееся поглощение, при котором возмущения с малыми интенсивностями будут значительно сильнее поглощаться электронами, чем возмущения с большими интенсивностями. В результате кривая зависимости амплитуды на выходе от амплитуды на входе может быть подобна определяемой соотношением (25) [27]. Следует подчеркнуть, что именно этот же эффект неизохронности обеспечивает формирование СИП-солитонов, которые описаны в разделе 1.

Отметим, что в разделе 2 рассмотрено формирование диссипативных солитонов в генераторе с безынерционными поглотителями, которые в лазерной физике реализуются в средах с быстрой фазовой релаксацией. Однако в настоящее время в оптике теоретически и экспериментально исследуется альтернативная возможность использования так называемых когерентных поглотителей [16], основанных на эффекте самоиндуцированной прозрачности в пассивных двухуровневых средах с большими временами фазовой релаксации. В классической области аналогом такой среды может служить бесстолкновительная замагниченная холодная плазма, в которой, как показано в [19], в условиях циклотронного резонанса также возможно распространение СИП-солитонов. Таким образом, представляется перспективным анализ механизма пассивной синхронизации мод в схеме, цепь обратной связи которой включает электронный усилитель и секцию, заполненную замагниченной плазмой.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19–72–10119).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCall S. L., Hahn E. L. // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V.18, No.21. P. 908–911. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.908>
2. McCall S. L., Hahn E. L. // *Phys. Rev.* 1969. V. 183. P. 457–485. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.183.457>
3. Lamb G. L. // *Rev. Mod. Phys.* 1971. V. 43. P. 99–124. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.43.99>
4. Ален Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М. : Мир, 1978. 224 с.
5. Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. // *Успехи физ. наук.* 1974. Т. 114, №1. С. 97–131. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0114.197409e.0097>
6. Gibbs H. M., Slusher R. E. // *Appl. Phys. Lett.* 1971. V. 18, No. 11. P. 505–506. <https://doi.org/doi.org/10.1063/1.1653514>
7. Розанов Н. Н., Федоров С. В. // *Оптика и спектроскопия.* 1992. Т. 72, № 6. С. 1394–1399.
8. Vanin E. V., Korytin A. I., Sergeev A. M., et al. // *Phys. Rev. A.* 1994. V. 49. Art. no. 2806. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.49.2806>
9. Розанов Н. Н. // *Успехи физ. наук.* 2000. Т.170, №4. С. 462–465. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200004i.0462>
10. Розанов Н. Н. Диссипативные оптические солитоны от микро- к нано- и атто-. М. : Физматлит, 2011. 536 с.
11. Турицын С. К., Розанов Н. Н., Яруткина И. А. и др. // *Успехи физ. наук.* 2016. Т. 186, № 7. С. 713–742. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2015.12.037674>
12. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М. : Мир, 1986. 386 с.
13. Haus H. A. // *IEEE J. Select. Topics in Quant. Electron.* 2000. V.6, No. 6. P. 1173–1185. <https://doi.org/10.1109/2944.902165>
14. Brabec T., Krausz F. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72, No. 2. P. 545–591. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.72.545>
15. Крюков П. Г. // *Квантовая электроника.* 2001. Т. 31, №2. С. 95–119.
16. Arkhipov M. V., Shimko A. A., Rosanov N. N., et al. // *Phys. Rev. A.* 2020. V. 101, No. 1. Art. no. 013803. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.013803>
17. Кернер Б. С., Осипов Г. В. // *Успехи физ. наук.* 1989. Т.157, №2. С. 201–266. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0157.198902a.0201>
18. Danson C., Haefner C., Bromage J., et al. // *High Power Laser Science and Engineering.* 2019. V. 7. Art. no. E54. <https://doi.org/10.1017/hpl.2019.36>
19. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V.105, No.26. Art. no. 265001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.265001>
20. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // *Журн. эксперим. теорет. физики.* 2011. Т. 140, № 5. С. 890–899.
21. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2011. Т. 54, № 8. С. 588–606.
22. Zotova I. V., Ginzburg N. S., Sergeev A. S., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. Art. no. 143901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.143901>
23. Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Вилков М. Н. и др. // *Письма в ЖТФ.* 2015. Т. 41, № 17. С. 44–52. <https://doi.org/10.1134/S1063785015090047>

24. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23, No. 5. Art. no. 050702.
25. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, No. 2. Art. no. 023103. <https://doi.org/10.1063/1.4975084>
26. Гинзбург Н. С., Абубакиров Э. Б., Вилков М. Н. и др. // Журн. техн. физики. 2018. Т. 88, № 8. С. 1 241–1 247. <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.08.46316.2581>
27. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. Art. no. 044033. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.044033>
28. Гинзбург Н. С., Кочаровская Е. Р., Вилков М. Н., Сергеев А. С. // Журн. эксперим. теорет. физики. 2017. Т. 151, № 1. С. 50–58. <https://doi.org/10.7868/S0044451017010059>
29. Ginzburg N. S., Kocharovskaya E. R., Vilkov M. N., et al. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25, No. 9. Art. no. 093111. <https://doi.org/10.1063/1.5046651>
30. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Скороходов В. Н., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 17. С. 9–17.
31. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Скороходов В. Н. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2017. Т. 1. С. 218–222.
32. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1 414–1 453.
33. Nusinovich N. S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore : Johns Hopkins Univ. Press, 2004. 352 p.
34. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // Журн. эксперимен. теорет. физики. 1963. Т. 44, № 1. С. 261–263.
35. Люисселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М. : Иностранная литература, 1963. 352 с.
36. Kovalev N. F., Kolganov N. G., Palitsin A. V., Fuchs M. I. // Proc. 4th Int. Workshop Strong Microwaves: Sources and Applications V.2. Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2000. P. 845–850.
37. Gabitov I. R., Indik R. A., Litchinitser N. M., Maimistov A. M. // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. V. 23, No. 3. P. 535–542. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.23.000535>
38. Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V., et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, Art. no. 016501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.74.016501>
39. Rostov V. V., Romanchenko I. V., Pedos M. S., et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 093103. <https://doi.org/10.1063/1.4962189>
40. Девятков Н. Д., Диденко А. Н., Замятин Л. Я. и др. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 6. С. 1 227–1 232.
41. Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Иванов О. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 20. С. 6–11.
42. Samsonov S. V., Phelps A. D. R., Bratman V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, No. 11. Art. no. 118301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.118301>
43. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1 037–1 052.
44. Рыскин Н. М., Титов В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 566–572.
45. Венедиктов Н. П., Дубров В. В., Запелалов В. Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 4. С. 260–268.
46. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106–114.
47. Зотова И. В., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 759–769.

48. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Журн. техн. физ. 1991. Т. 61, № 6. С. 133–140.
49. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // Opt. Commun. 1979. V. 30, No. 3. P. 409–412. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(79\)90382-1](https://doi.org/10.1016/0030-4018(79)90382-1)
50. Dattoli G., Renieri A., Torre A. Lectures on the Free Electron Laser Theory and Related Topics. Singapore : World Sci., 1993. 637 p.
51. Ginzburg N. S., Petelin M. I., Sergeev A. S. // Opt. Commun. 1985. V. 55, No. 4. P. 283–288. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90345-1](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90345-1)
52. Kompfner R. // J. British Institution of Radio Engineers. 1950. V. 10, No. 8–9. P. 283–289. <https://doi.org/10.1049/jbire.1950.0028>
53. Nusinovich G. S., Walter M. T. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30, No. 3. P. 922–926. <https://doi.org/10.1109/TPS.2002.801565>
54. Kou C. S., Chu K. R., McDermott D. B., Luhmann N. C.-Jr. // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. Art. no. 642. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.51.642>

Поступила в редакцию 26 октября 2020 г.; принята в печать 30 ноября 2020 г.

SELF-INDUCED TRANSPARENCY SOLITONS AND DISSIPATIVE SOLITONS IN MICROWAVE ELECTRONIC SYSTEMS

N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, E. R. Kocharovskaya, A. S. Sergeev, I. V. Zheleznov, and V. Yu. Zaslavsky

Solitons are a well-studied subject in many domains of nonlinear physics, including hydrodynamics, plasma physics, optics, etc. However, it has been demonstrated only recently that they can be realized in systems of microwave electronics. This review presents the results of analyzing theoretically the formation mechanisms of envelope solitons of two types. The first type is the self-induced transparency soliton, which is formed in the process of cyclotron-resonance interaction of electromagnetic pulses with initially rectilinear electron beams moving in a homogeneous magnetic field, and the relativistic dependence of the gyrofrequency on the particle energy is of fundamental importance for its formation. The second type is the soliton formed, when saturable absorbers are installed in the feedback loops of electronic generators. Under such conditions, passive synchronization of resonator cavity modes arises, and the generated radiation is a periodic sequence of short pulses, which, on the analogy of laser systems, should be categorized as the class of dissipative solitons. Along with its general theoretical importance, the study of microwave solitons is of significant practical interest. In particular, experimental realization of generation of dissipative solitons in the microwave band will make it possible to create a new type of sources of ultrashort electromagnetic pulses.