

**SUPERLUMINAL WAVE  
IN AMPLIFYING MEDIUM.  
OPTICAL TACHYON**

A. N. ORAEVSKY

*A light pulse can propagate through resonant amplifying medium with a superluminal velocity without contradiction to the special theory of relativity.*

**В усиливающих средах импульс света может распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. При этом принципы специальной теории относительности не нарушаются.**

© Ораевский А.Н., 1999

**СВЕРХСВЕТОВАЯ ВОЛНА  
В УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ.  
ОПТИЧЕСКИЕ ТАХИОНЫ**

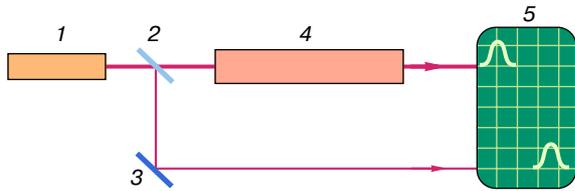
А. Н. ОРАЕВСКИЙ

Московский инженерно-физический институт  
(технический университет)

**КАК БЫЛИ ОБНАРУЖЕНЫ  
СВЕРХСВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ УСИЛЕНИЯ**

Тахионы — это частицы, скорость распространения которых превышает скорость распространения света в пустоте. Гипотеза существования тахионов в связи с физикой элементарных частиц достаточно широко обсуждалась в 60-х — начале 70-х годов [1]. Среди прочих специфической особенностью таких частиц является мнимое значение их массы. Обнаружить тахионы в процессах рождения и распада элементарных частиц пока не удалось. Однако в начале 60-х годов в оптических экспериментах были обнаружены волны, распространяющиеся со сверхсветовой скоростью.

Произошло это так. В начале 60-х годов после открытия лазеров возникла проблема получения импульсов света длительностью порядка одной наносекунды ( $10^{-9}$  с), обладающих достаточно большой энергией. Для этого с помощью так называемого задающего лазера-генератора формировали короткий импульс света, который затем усиливали с помощью лазера-усилителя [2]. Схематическое изображение установки, используемой для этого, показано на рис. 1. Импульс света, генерируемый задающим генератором, расщепляли на две части. Одну, более мощную часть пропускали через усилитель, другая часть распространялась в воздухе. Оба этих импульса фиксировали приемниками излучения, сигналы которых подавали на осциллограф для визуального наблюдения. Так как усилитель имеет оптически более плотную среду, то ожидалось, что первым достигнет приемника импульс, распространяющийся в воздухе мимо усилителя. Он будет служить репером, с которым будет сравниваться усиленный импульс. Таким путем можно увидеть изменение не только интенсивности, но и формы импульса при распространении его через усилитель. А изменение формы ожидалось физиками, проводившими эксперимент. Дело в том, что накачка за время прохождения короткого импульса света не успевает восстанавливать усиливающие свойства активной среды. Поэтому при форсированном усилении передняя часть импульса должна была усиливаться больше последующих его частей, так как передняя часть проходит через еще нетронутую усиливающую среду, в то время как другие части импульса усиливаются



**Рис. 1.** Схематическое изображение установки для усиления коротких световых импульсов: 1 – задающий лазер-генератор; 2 – пластинка, расщепляющая луч задающего генератора на два луча; 3 – зеркало; 4 – усилитель; 5 – осциллограф

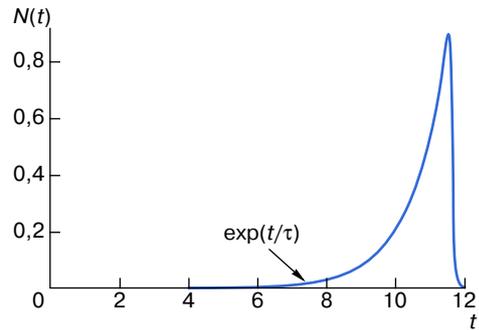
уже, так сказать, по остаточному принципу. Таково было ожидание. Реальный же результат эксперимента поверг всех в изумление и замешательство.

Во-первых, импульс не хотел усиливаться. Во-вторых, он практически не изменял своей формы. И наконец, самое парадоксальное: импульс, проходящий через усилитель, не только не отставал от импульса, распространяющегося в воздухе, а приходил заметно раньше его. Обработка результатов показала, что скорость распространения импульса света в усилителе превышала в несколько раз скорость распространения света в вакууме. Но это противоречит основным принципам теории относительности. Было над чем задуматься.

### СВЕРХСВЕТОВАЯ ВОЛНА УСИЛЕНИЯ

Замешательство среди физиков, связанных с этими исследованиями, длилось недолго. Прежде всего следует отметить, что ни у кого не возникло даже малейшего сомнения в принципах специальной теории относительности. Именно это и помогло достаточно быстро найти правильный ответ: ведь если не сомневаться в основных принципах теории относительности, то сразу становится ясным, что тут с исследователями играет шутки усиливающая среда.

Задающий лазер-генератор излучает импульс света, имеющий передний фронт, начальная стадия которого нарастает во времени по закону  $\exp(t/\tau)$ . Характерное время  $\tau$  определяется параметрами задающего генератора. На рис. 2 представлена временная развертка светового импульса, генерируемого лазером-генератором. Обратите внимание на длинную начальную стадию импульса. Как правило, она по своей протяженности в несколько десятков (до сотни) раз превышает длительность ядра импульса, которую обычно принято измерять на полуспаде от его максимума. Эта длинная начальная стадия импульса является передним фронтом импульса при входе его в лазер-усилитель. В усилителе фотоны, представляющие в совокупности импульс света, движутся со скоростью, соответствующей скорости света в среде усилителя, которую часто называют активной средой. Усиление света в активной среде происходит за счет перехода атомов



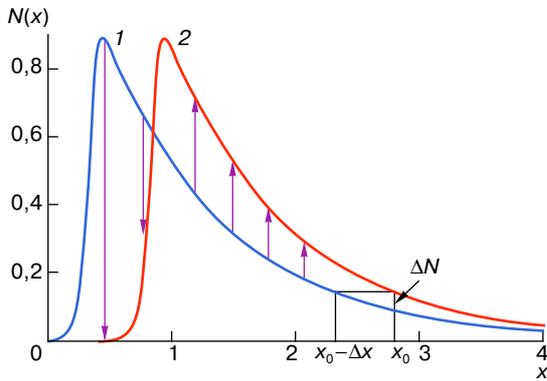
**Рис. 2.** Форма импульса задающего генератора. Ось абсцисс – время, ось ординат – концентрация фотонов. Обе величины даны в относительных (условных) единицах

с более высокого энергетического уровня на более низкий. При таком переходе атомы излучают квант света, за счет чего и возрастает число фотонов в импульсе света, увеличивая его энергию. Для того чтобы это происходило, необходимо создать такое распределение атомов по энергетическим уровням, чтобы на более высоком из двух энергетических уровней, участвующих в процессе усиления, находилось больше атомов, чем на более низком. Это и достигается с помощью источника накачки.

В активной среде наряду с усилением могут происходить процессы, приводящие к потере энергии импульсом света. В итоге усиление определяется разностью между увеличением концентрации фотонов за счет энергии активной среды и их уменьшением за счет процессов поглощения<sup>1</sup>.

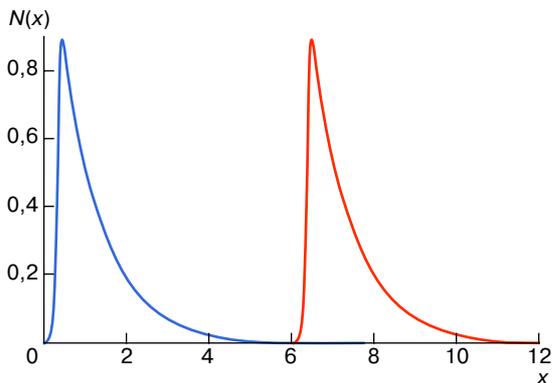
Чтобы нагляднее представить себе, что происходит с импульсом света при распространении в усилителе, вообразим, что мы наблюдаем за импульсом с помощью прибора,двигающегося со скоростью света в усиливающей среде. Если бы среда, в которой распространяется импульс света, была прозрачной, мы бы видели импульс неизменным во времени и распределенным по концентрации фотонов в пространстве, как застывшую картину (рис. 3, синий контур). Но среда усиливает. Поэтому количество фотонов в каждой точке изменяется со временем. В начальной области импульса, где концентрация фотонов не слишком велика, этот рост пропорционален их концентрации (линейное усиление). В той области, где концентрация фотонов достаточно велика, усиление меньше пропорционального. Наконец, там, где запас энергии в среде существенно истощен путем передачи ее световому импульсу, наблюдается даже уменьшение концентрации фотонов. В этой области среда лишь поглощает, теряя

<sup>1</sup> Более подробные сведения о работе лазеров-генераторов и лазеров-усилителей читатель может найти в [3] (статья “Лазер” и другие статьи, относящиеся к лазерной тематике).



**Рис. 3.** Импульс света в усилителе в системе координат, движущейся со скоростью света. Величины по осям отложены в относительных единицах. График 2 получен из графика 1 путем увеличения (за счет усиления) одних областей (стрелки направлены вверх) и уменьшения (за счет поглощения) других областей (стрелки направлены вниз). В результате красный импульс выглядит как смещенный относительно синего на расстояние  $\Delta x$

возможность его усиливать. Поглощение практически всегда пропорционально концентрации фотонов. На рис. 3 красным цветом показан неподвижный импульс света, усиленный в передней и ослабленный в задней его части. Но что же в итоге сделала усиливающая среда? Она как бы подвинула импульс вперед. Раз прибор двигался со скоростью света, а импульс за время наблюдения продвинулся вперед по отношению к прибору, значит, он распространяется со скоростью, большей скорости света! В конечном счете через некоторое время импульс света будет выглядеть так, как представлено на рис. 4 красным цветом. Именно это явление и было зафиксировано экспериментаторами в описанных выше опытах. Как мы видим, противоречия с теорией относительности нет: ведь фотоны сами по се-



**Рис. 4.** Результат действия усиления в течение времени прохода импульса через усилитель. Показаны положение усиленного импульса (красный цвет) и положение импульса при отсутствии усиления (синий цвет)

бе перемещаются со скоростью света. Просто из-за усиления концентрация ранее вышедших фотонов оказывается больше, чем вышедших позже. Перемещаются со сверхсветовой скоростью не фотоны, а огибающая импульса, в частности его максимум. Фотоны в некоторой части импульса, вышедшие из генератора раньше его максимума, успели размножиться за счет усиления и воспринимаются как максимум импульса и его ближайшая окрестность. Фотоны же, соответствующие первоначальному максимуму импульса, распространялись в истощенной среде, уменьшались в концентрации и не воспринимаются детектором на выходе усилителя как максимум импульса. Таким образом, распространяется со сверхсветовой скоростью волна усиления, а не фотоны.

### СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ УСИЛЕНИЯ

Вычислим скорость распространения сверхсветовой волны усиления. Для этого заметим, что импульс в усиливающей среде распространяется как единое целое, не меняя своей формы. На это обстоятельство указывает опыт. Это значит, что максимум импульса распространяется с той же скоростью, что и его малоинтенсивные части. Поэтому для проведения расчетов выберем малоинтенсивную часть импульса, для которой процесс усиления носит линейный характер и легко вычисляется.

Обозначим через  $u$  искомую скорость и рассмотрим в системе координат, движущейся со скоростью света, две точки, разделенные малым пространственным интервалом  $\Delta x$  (см. рис. 3). Время, за которое объект, движущийся со скоростью  $u$ , проходит этот интервал,  $\Delta t = \Delta x / u$ . Как уже отмечалось, световой импульс в рассматриваемой системе координат покоится, но усиливается за счет взаимодействия с активной средой. В линейной области увеличение концентрации фотонов  $\Delta N_+$  в точке  $x$  за счет усиления в течение малого интервала времени  $\Delta t$  пропорционально этому интервалу и концентрации фотонов  $N(x)$  в данной точке пространства:

$$\Delta N_+ = \kappa c N(x) \Delta t. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности равен  $\kappa c$ , величину  $\kappa$  обычно называют погонным коэффициентом усиления,  $c$  — скорость света. Аналогично уменьшение концентрации фотонов  $\Delta N_-$  за счет поглощения

$$\Delta N_- = -\alpha c N(x) \Delta t. \quad (2)$$

Буквой  $\alpha$  обозначен коэффициент поглощения. Суммарное относительное изменение концентрации фотонов в точке  $x$  за время  $\Delta t$

$$\frac{\Delta N}{N(x)} = \frac{\Delta N_+ + \Delta N_-}{N(x)} = (\kappa - \alpha) c \Delta t. \quad (3)$$

Ранее уже отмечалось, что передний фронт импульса света, выходящего из лазера, в области малой концентрации фотонов увеличивается во времени по закону  $\exp(t/\tau)$ . Согласно этому закону, за малый интервал времени  $\Delta t = \Delta x/u$  относительное изменение концентрации фотонов равно  $\Delta x/(u\tau)$ . Поэтому число фотонов в точке  $x$  в момент времени  $t + \Delta t$  будет равным числу фотонов в точке  $x - \Delta x$  в момент времени  $t$ . Значит,  $kc\Delta t = \Delta x/(u\tau)$ . Так как импульс выглядит сместившимся на расстояние  $\Delta x$  за время  $\Delta t$ , то скорость его смещения в выбранной нами движущейся системе координат  $\Delta u = \Delta x/\Delta t$ . Суммарная же его скорость (то есть скорость волны усиления) в неподвижной (лабораторной) системе координат есть  $u = c + (k - \alpha)c\tau$  или

$$u = \frac{c}{1 - (k - \alpha)c\tau}. \quad (4)$$

Формула (4) показывает, что при тех значениях параметров, когда

$$0 < (k - \alpha)c\tau < 1, \quad (5)$$

величина  $u$  может заметно превышать скорость света. Она зависит как от параметров усилителя (коэффициент усиления), так и от параметров задающего генератора (характерное время  $\tau$ ). Изменяя  $\tau$ , можно управлять скоростью распространения импульса при неизменных параметрах усиливающей среды. Для иллюстрации приведем численный пример. Пусть коэффициент усиления  $k = 0,003 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha = 0,001 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Такие значения параметров вполне реально получить в эксперименте. Скорость света в материале усилителя  $2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$  (показатель преломления материала принят равным 1,5). В этом случае, согласно (4), скорость распространения волны усиления в 11 раз превышает скорость света в материале усилителя и в 7,3 раза — скорость света в вакууме. Подчеркнем, что это лишь конкретный пример: подбором параметров можно получить и другие значения скорости распространения максимума импульса света.

А что же происходит с импульсом света, если  $(k - \alpha)c\tau > 1$  или  $(k - \alpha)c\tau < 0$ ? В первом из этих случаев усиление столь велико, что максимум волны усиления сразу смещается в самое начало импульса и волна усиления распространяется в сторону, обратную направлению распространения импульса света. Во втором случае проведенное рассмотрение просто теряет смысл, так как среда в целом является поглощающей, а не усиливающей.

### ЕСТЬ ЛИ АНАЛОГ МЕЖДУ ТАХИОНОМ И СВЕРХСВЕТОВОЙ ВОЛНОЙ УСИЛЕНИЯ?

Сверхсветовая волна усиления света возможна не при любых значениях параметров усиливающей среды и импульса. На параметры импульса и среды накладывает ограничения неравенство (5). Однако существуют и другие ограничения. Оказывается,

что при определенных параметрах импульса и усиливающей среды распространение импульсов становится хаотическим. Это аналог хаотической генерации в лазерах-генераторах, который обычно называют динамическим хаосом. Сведения о нем можно почерпнуть из статей [4, 5]<sup>1</sup>. В приложении к этой статье приведены численные примеры хаотических режимов в лазерах-генераторах. В отличие от лазеров-генераторов хаотический режим в лазерах-усилителях исследован мало из-за большей сложности как теоретической модели, так и постановки экспериментов.

Из сказанного ясно: как только импульс света покидает усиливающую среду, он становится нормальным световым импульсом, распространяющимся со скоростью света. Так есть ли смысл волну усиления называть тахионоподобным импульсом или оптическим тахионом? По-видимому, все-таки есть. Фактически оптический тахион — это не только сверхсветовая волна усиления фотонов. С той же скоростью распространяется изменение (градиент) электрических и магнитных характеристик среды (показатель преломления и др.). Поэтому оптический тахион — это своеобразный симбиоз сверхсветового перемещения максимума плотности фотонов и вариаций электромагнитных характеристик среды. Эти вариации могут вызывать такие процессы, как излучение Вавилова—Черенкова за счет энергии, запасенной в среде. Поэтому оптический тахион все-таки нечто большее, чем просто сверхсветовая волна усиления. В пользу этой точки зрения говорят результаты изучения распространения коротких импульсов света в так называемых идеальных усиливающих средах.

Что такое идеальная среда? Во-первых, в ней должно отсутствовать (реально быть очень малым) поглощение, то есть коэффициент  $\alpha$  должен быть близок к нулю. Но этого мало. Взаимодействие света со средой выводит ее из термодинамического равновесия. При выключении света среда снова будет стремиться к термодинамическому равновесию, но для этого ей требуется определенное время, являющееся одной из характеристик среды. Его называют временем релаксации. Для идеальной среды время релаксации должно быть очень длинным. Говоря математическим языком, оно должно стремиться к бесконечности. Исследователям удалось найти прозрачные среды, у которых практически отсутствует паразитное поглощение. Примером может служить волокно, используемое для оптической связи. В таком волокне может быть обеспечено столь малое поглощение, что заметное уменьшение

<sup>1</sup> По-видимому, математическая модель лазера была первым объектом, численный анализ которой позволил обнаружить хаотические режимы в нелинейных детерминированных системах (см.: Grassiuk A.Z., Oraevsky A.N. Transient Processes in a Molecular-beam Maser. IV Intern. Conf. on Microwave Tubes. Scheveningen, Holland, September 1962).

энергии распространяющегося в нем импульса света будет заметно лишь при прохождении нескольких километров. На основе такого волокна удается создать усиливающие среды с малым поглощением. Намного труднее найти подходящий материал, обладающий большим временем релаксации. Но тут, оказывается, можно перехитрить природу. Дело в том, что очень короткий импульс успеет покинуть определенную область среды раньше, чем релаксационные процессы успеют себя проявить. Для таких коротких импульсов среда будет вести себя как идеальная.

Характеристики, близкие к идеальным, имеют также среды, в которых может происходить так называемый параметрический распад фотонов, при котором из фотонов определенной частоты при нелинейном взаимодействии их с веществом рождаются пары фотонов, сумма частот которых равна частоте исходного. Максимум потока вновь рождаемых фотонов может распространяться со сверхсветовой скоростью [6].

Исследования распространения импульсов света в идеальных средах выявили замечательные закономерности, подробный рассказ о которых вывел бы нас далеко за рамки темы статьи. Будет интересен тот факт, что сверхсветовой импульс в усиливающей идеальной среде проявляет все формальные атрибуты тахиона, гипотеза существования которого обсуждается в связи с проблемами физики элементарных частиц. В частности, сверхсветовому импульсу в усиливающей среде можно приписать мнимую массу. Глубокая формальная аналогия между сверхсветовым импульсом в идеальной усиливающей среде и тахионом явилась основной причиной, по которой исследователи решились назвать такой импульс оптическим тахионом. И вот тут возникает крамольная мысль: не окажется ли идея оптического тахиона плодотворной для понимания природы и обнаружения тахиона в процессах с участием элементарных частиц. Быть может, тахион как объект физики элементарных частиц, подобно оптическому тахиону, может возникать лишь в коллективных процессах рождения и превращения частиц высоких энергий? Быть может, для его существования нужен какой-то аналог усиливающей среды? Ответ на этот вопрос дадут только будущие исследования, в которых, может быть, примет участие и вы, читатель.

## ЭПИЛОГ

Ну а что же с усилением и сокращением импульса, ради которых был первоначально задуман эксперимент, описанный вначале? После того как был понят механизм сверхсветового распространения импульса света, удалось успешно решить первоначальные задачи эксперимента. Дело в том, что реальный импульс, перекачиваясь по своему переднему фронту, в конце концов подходит к своему

началу. С этого момента он должен усиливаться и сокращаться. Однако из-за достаточно длинного переднего фронта достижение максимумом импульса его передней точки может потребовать большой длины усилителя. Импульс может не успеть дойти до своей начальной точки, как достигнет конца усилителя. Фактически это и происходило в экспериментах, о которых шла речь вначале. Поэтому для успешного решения задачи увеличения энергии и сокращения длительности импульса света пришлось отсечь его длинный передний фронт с помощью специального затвора. Фигурально выражаясь, была отсечена дорожка, по которой мог казаться импульс со сверхсветовой скоростью. Эксперимент показал, что импульс с отсеченным передним фронтом распространяется со скоростью света в среде усилителя, насыщается энергией (усиливается) и сокращается. Это, конечно, не означает, что задача получения мощных коротких световых импульсов была решена раз и навсегда. Развитие современного эксперимента требует все более коротких и мощных импульсов света. При их получении приходится сталкиваться со многими проблемами. Часть этих проблем освещена в статье [7].

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Чтение этого раздела необязательно для понимания основного текста статьи. Его цель — расширить представление о возможных режимах распространения импульсов в усиливающих средах на примере хаотических режимов генерации в лазерах. Впервые такие режимы были обнаружены теоретически в 1962 году и впоследствии нашли прекрасное экспериментальное подтверждение [4]. В теории хаотические режимы могут быть найдены лишь численным интегрированием уравнений, являющихся математической моделью динамической системы (в нашем случае лазера). Поэтому активное использование материала приложения предполагает знакомство читателя с математической программой “Mathematica for Windows”, предоставляющей сравнительно простую возможность проведения различных численных расчетов.

Математический код, описывающий хаотические пульсации в лазерах, который следует набрать в программе “Mathematica for Windows”, изображен на схеме 1.

Функция  $e(t)$  описывает изменение во времени поля излучения лазера. Для пользования этим кодом необязательно вдаваться в детали математической модели, положенной в его основу. При желании сведения о модели можно почерпнуть из статьи [4].

При расчете конкретного варианта параметры  $a$ ,  $b$  и  $r$  должны быть заменены на конкретные числа,  $e(0)$  и  $v(0)$  не должны быть равны нулю одновременно, в остальном начальные значения  $e(0)$ ,  $v(0)$  и  $w(0)$  могут быть произвольными. Теория показывает [4], что для возникновения режима хаотических

```

NDSolve[{e'[t]==-a*(e[t]-v[t]), v'[t]==e[t]*w[t]-v[t],
w'[t]==b*(r-w[t])-e[t]*v[t], e[0]=w[0]=0, v[0]=1}, {e,v,w}, {t,0,50}, MaxSteps->3000]

Plot[Evaluate[e[t]/.%], {t,0,50}, PlotPoints->1000]

```

Схема 1

пульсаций (динамического хаоса) параметры  $a$ ,  $b$  и  $r$  должны удовлетворять соотношениям

$$a > b + 1, \quad r > r_c \equiv \frac{a(a + b + 3)}{a - b - 1}. \quad (6)$$

Первое условие является необходимым, второе – достаточным. При его выполнении всегда наблюдается режим динамического хаоса, если, конечно,  $a > b + 1$ . Однако и при  $r < r_c$  возможны хаотические режимы для определенных начальных условий.

На рис. 5 представлена амплитуда генерируемого лазером поля как функция времени для следующих значений параметров:  $a = 3$ ,  $b = 1$ ,  $r = 22$ . Как нетрудно убедиться, такие значения параметров удовлетворяют неравенству (6). Если же  $a < b + 1$ , то хаотических пульсаций не возникает: лазер выходит на режим стационарной генерации с постоянной амплитудой поля, в чем читатель может убедиться самостоятельно.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Барашенков В.С. Тахионы: Частицы, движущиеся со скоростями больше скорости света // Успехи физ. наук. 1974. Т. 114, вып. 1. С. 133–149.
2. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно усиливающей (поглощающей) среде // Там же. 1969. Т. 99, вып. 2. С. 169–227.
3. Физическая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1990. Т. 2. С. 546–567.
4. Ораевский А.Н. Динамика одномодовых лазеров и динамический хаос // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 1. С. 3–32.
5. Анищенко В.С. Детерминированный хаос // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 6. С. 70–76.

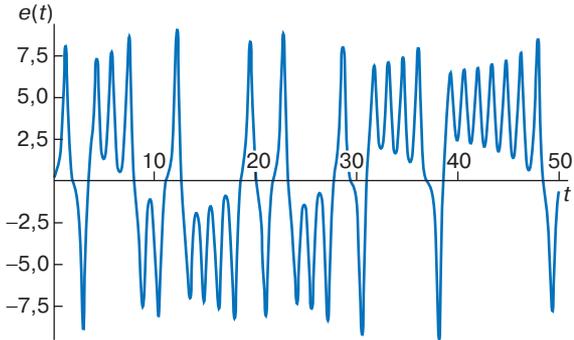


Рис. 5. Форма хаотических пульсаций генерируемого лазером излучения в режиме динамического хаоса

6. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988. 232 с.
7. Сухоруков А.П. Оптика сверхкоротких импульсов // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 7. С. 81–85.

\* \* \*

Анатолий Николаевич Ораевский, доктор физико-математических наук, профессор МИФИ, главный научный сотрудник и зав. сектором ФИАН, действительный член Российской академии естественных наук, лауреат Ленинской премии. Область научных интересов – лазерная физика, химические лазеры, лазерная химия, динамика нелинейных систем и теория сверхпроводимости. Автор и соавтор более 400 научных публикаций, 20 изобретений и пяти монографий.