

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ИНСТИТУТ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ПРЕПРИНТ

Б. Н. ВАСИЕВ, А. В. ПАНФИЛОВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА  
ВОЗНИКНОВЕНИЯ РЕВЕРБЕРАТОРА  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПО РЕФРАКТЕРНОСТИ  
СРЕДЕ**

ПУШЧИНО • 1989

В работе, методом численного эксперимента, изучен процесс возникновения ревербератора в активной среде со ступенчатой по рефрактивности неоднородности. Активная среда представлена системой Фитц-Хью - Нагумо. Показано, что ширина узкой области падает с ростом расстояния  $L$  от места стимуляции до области неоднородности "D". Исследовано влияние размеров неоднородной области на возможность возникновения ревербератора. На изучаемом типе неоднородности подтвержден феномен дрейфа ревербератора в неоднородных средах. Исследован процесс возникновения пары ревербераторов на неоднородности не соприкасающейся с границей среды. Показано, что в процессе дрейфа образовавшиеся ревербераторы могут аннигилировать. Обнаружено, что расстояние между сблизившимися ревербераторами может меняться колебательно.

### ВВЕДЕНИЕ

Статья посвящена изучению вихрей ревербераторов в неоднородных активных средах. Существование вращающихся вихрей является общим свойством активных сред самой различной природы. Ревербераторы, возникающие в физических, химических и биологических активных средах, являются основной причиной неустойчивостей, нарушающих нормальные волновые режимы и приводящих к хаосу в исходно упорядоченной среде. С появлением ревербераторов связаны наиболее опасные нарушения ритма работы сердца - пароксизмальная тахикардия и фибрилляция / 1 /.

Возможность возникновения ревербераторов на неоднородностях была обнаружена в 1968 г. В.И. Крикин при исследовании аксиоматической модели активной среды / 3 /. Механизм рождения ревербераторов состоит в следующем ( рис. 1 ). Пусть в возбудимой среде с рефрактивностью  $R_M$  имеется область "D" с повышенной рефрактивностью  $R_D$ . Если создать две волны с интервалом  $T_D$  таким, что  $R_M < T_D < R_D$ , то к моменту прихода второй волны область "D" еще не восстановит своих свойств и возмущение не сможет проникнуть в нее. В результате образуется разрыв фронта. Этот разрыв движется вдоль границы неоднородности "D" и, когда область "D" выйдет из состава

ния рефракторности, проникнет в нее, закручиваясь в спираль.

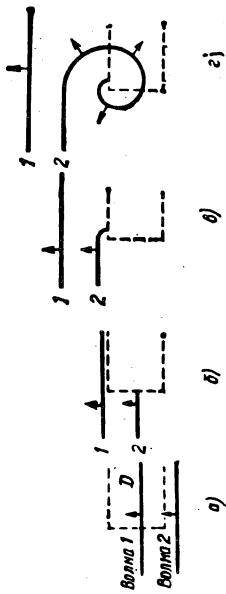


Рис. 1. Возникновение ревербератора в аксиоматической модели.

Этот механизм, как показали экспериментальные исследования, реализуется в ткани сердца / 4 / и является, по-видимому, одной из важнейших причин возникновения сердечных аритмий, но он не отражает некоторые существенные детали этого процесса (дрейф ревербератора и др.).

В данной работе исследуется процесс возникновения ревербератора в неоднородной активной среде, представляющей системой уравнений типа "реакция-диффузия", которая описывает реальные активные среды более детально, чем аксиоматические модели. Работа имеет следующую структуру:

В §1 исследованы условия, необходимые для образования разрыва фронта. Показано, что ширина уязвимой области зависит от расстояния  $L$  от места стимуляции до области неоднородности "D" (рис. 2) и при достаточно большом расстоянии  $L$  разрыв фронта никогда не образуется.

В §2 исследованы условия, при которых из разрыва фронта может образоваться ревербератор. Исследовано влияние размеров неоднородной области на возможность возникновения ревербератора.

В §3 изучено поведение возникшего ревербератора. Показано, что он дрейфует вдоль границы неоднородности. Исследованы механизмы этого дрейфа. Подобные исследования для других типов неоднородностей проводились ранее / 2 /.

§4 посвящен случаю, когда на неоднородности одновременно возникают два ревербератора. Это происходит, когда область "D" не соприкасается с границами среды (рис. 7). Показано, что за счет дрейфа ревербераторы сближаются, что может приводить к их взаимной аннигиляции. Исследованы другие режимы взаимодействия ревербераторов.

### МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для описания активной среды использовалась система уравнений типа Фитц-Хью - Нагумо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} &= \Delta E - f(E) - g \\ \frac{\partial g}{\partial t} &= \varepsilon(E) * (E - g) \end{aligned} \quad (M.1)$$

где  $\Delta$  - оператор Лапласа,  $f(E)$  - нелинейная N-образная функция,  $\varepsilon(E)$  - параметр, задающий длительность рефрактерного хвоста, крутизну фронта и длительность волны.

Расчеты проводились для кусочно-линейной аппроксимации функции  $f(E)$  вида:

$$f(E) = \begin{cases} C_1 * E & \text{при } E < E_1 \\ C_2 * (E - a) & \text{при } E_1 < E < E_2 \\ C_3 * (1 - E) & \text{при } E > E_2 \end{cases} \quad (M.2)$$

где  $E_1 = 0.018$ ,  $E_2 = 0.93$ ,  $C_1 = 4$ ,  $C_2 = 1$ ,  $C_3 = 15$ . Параметр  $\varepsilon(E)$  задавался следующим образом

$$\varepsilon(E) = \begin{cases} \varepsilon_1, & \text{при } E < E_1 \\ \varepsilon_2, & \text{при } E_1 < E < E_2 \\ \varepsilon_3, & \text{при } E > E_2 \end{cases} \quad (M.3)$$

Величина  $\varepsilon_1$  - характеризует длительность рефрактерного хвоста, величина  $\varepsilon_2$  - крутизну фронта,  $\varepsilon_3$  - длительность возбужденного состояния.

В экспериментах задавались значения  $\varepsilon_1 = 1/5$ ,  $\varepsilon_2 = 1/20$ ,  $\varepsilon_3 = 2$ . Величина  $\varepsilon_1$  использовалась для создания неоднородности в среде. А

именно, в некоторой прямоугольной области "D" величине  $\varepsilon_1$  присваивалось значение отличное от ее значения во всей остальной области. В наших экспериментах значение величины  $\varepsilon_1$  в области "D" варьировалось от 1/5 до 1/30, что соответствовало изменению рефрактерности волны от 105 до 365 единиц времени.

Эксперименты проводились с использованием граничных условий Неймана  $\partial E / \partial n = 0$ , по явной схеме Эйлера в декартовой системе координат, с шагами по пространству  $h_x = 1, 2$  и по времени  $h_t = 0, 12$ .

### §1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ РАЗРЫВА ФРОНТА.

Условие на возникновение разрыва фронта на границе неоднородной области в аксиоматической модели имеет следующий вид:

$$R_M < T_p < R_G - \tau, \quad (1.1)$$

где  $T_p$  - промежуток времени между двумя стимуляциями,  $R_M$  - рефрактерность среды,  $R_G$  - рефрактерность области "D",  $\tau$  - длительность возмущенного состояния. Значения  $T_p$  удовлетворяющие условию (1.1), образуют множество, называемое зоной узвизмости, а величина  $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$  называется шириной зоны узвизмости.

В случае динамических моделей, где, в отличие от аксиоматических, скорости первой и второй волн неодинаковы, условие на возникновение разрыва фронта имеет вид:

$$R_M < T_p < R_G - \tau - (t_2 - t_1), \quad (1.2)$$

где  $t_1 = L/V_1$  - время, необходимое первой волне для прохождения расстояния  $L$  от источника до области "D" (рис. 2а), а  $t_2 = \int dl/V_2(l)$  - время, необходимое второй волне для этой цели. Здесь  $V_2(l)$  - зависимость скорости второй волны от текущего расстояния между волнами.

При выводе формулы (1.2) мы учли, что скорость первой волны,  $V_1$ , постоянна, в то время как скорость второй волны,  $V_2(l)$ , меньше и зависит от интервала между волнами. Разница в скоростях волн обусловлена динамикой восстановления свойств среды после прохождения первой волны.

Отставание второй волны от первой приводит к тому, что ширина узвизмой области,  $\Delta T$ , уменьшается с ростом расстояния от места стимулирования до области "D", и при достаточно большом расстоянии,  $L$ , может обратиться в ноль, даже при наличии неоднородности по рефрактерности,  $\Delta R$ .

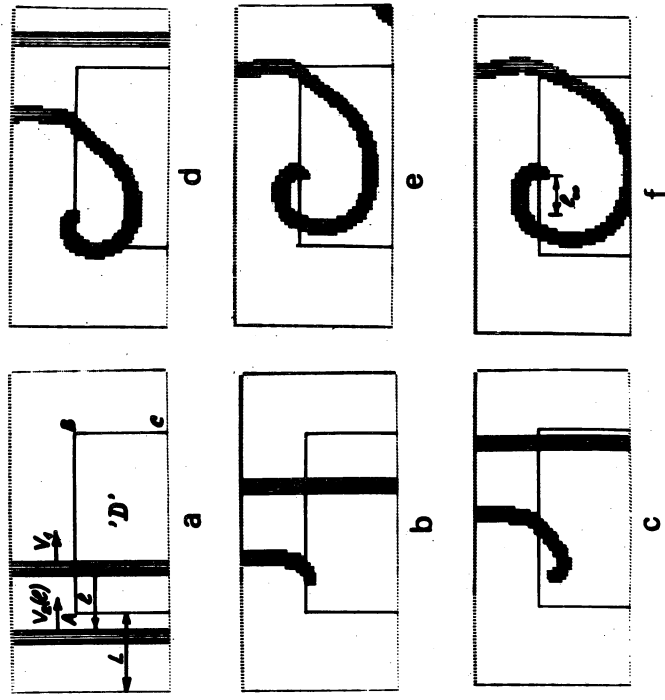
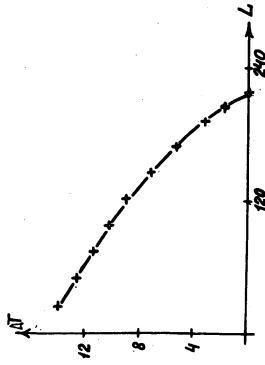


Рис. 2. Возникновение ревербератора в динамической модели. Расчет на ЭВМ (модель (M.1)). Темным закрашены области в которых  $E > 0.8$ , точками помечены рефрактерные хвосты волн.  $\varepsilon_1$  в среде - 1/5 (длина волны -  $\lambda = 24$  ед. длины, период -  $T = 17$  ед. времени)  $\varepsilon_1$  в области "D" - 1/17.5 ( $\lambda = 32$ ,  $T = 43$ ). Размеры области "D"  $36 \times 66$ . (а -  $T = 43$ , б -  $T = 71$ , в -  $T = 86$ , д -  $T = 100$ , е -  $T = 115$ , ф -  $T = 532$ )

На рис. 3 представлена зависимость ширины узвизмой области,  $\Delta T$ , от расстояния,  $L$ , полученная в численных экспериментах. Вид-

но, что с ростом  $L$  ширина уязвимой области,  $\Delta l$ , уменьшается вплоть до нуля.

Рис. 3. Зависимость ширины уязвимой области  $\Delta l$  от расстояния  $L$  между областями стимуляции и неоднородностью "D".  $\epsilon_1 = 1/5$  - в среде;  $\epsilon_1 = 1/15$  ( $\lambda = 29$ ,  $T = 40$ ) - в области "D". Минимальный интервал между волнами  $T_p = 12.6$ .



## §2. ВОЗНИКНОВЕНИЕ СПИРАЛЬНОЙ ВОЛНЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ.

Для возникновения ревербератора, образовавшийся разрыв фронта второй волны возбуждения должен проникнуть в область "D". В  $T$ -модели, где скорости первой и второй волн равны это может произойти только на той границе, на которой меняется направление движения разрыва фронта (рис 1 в). В динамических моделях, за счет того, что скорость второй волны меньше, чем скорость первой, вторая волна может проникнуть в область "D" и на границе АВ (рис.2).

В данных численного эксперимента этот эффект хорошо виден: Вторая волна последовательно отстает от первой и, когда отстанет на расстояние  $(R_0 - \tau) * V_1$ , то проникнет в область "D" и скрутится в спираль.

Расстояние  $L_1$ , которое волна проходит вдоль границы неоднородности, определяется, во-первых, отставанием второй волны от первой за счет недовосстановления среды, указанном в первом параграфе, и, во-вторых, эффектом искривления разорванной волны. На рис. 2б это искривление достаточно хорошо выражено. Искривление второй волны после образования на ней разрыва обусловлено ее торможением в непосредственной близости от границы области "D" за счет токов утечки на этой границе.

Если длина неоднородного участка АВ меньше расстояния  $L_1$ , то волна возбуждения проникнет в область "D" на границе ВС. (рис. 4). Этот случай аналогичен тому, что реализуется в аксиоматической модели (рис. 1), где разрывная волна проходит путь  $L_2 = (R_0 - \tau) * V$  вдоль границы ВС и затем закручивается в спираль.

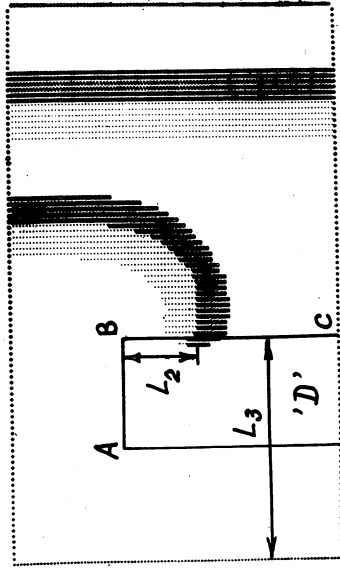


Рис. 4. Возникновение ревербератора в динамической модели когда  $L_1 < AB$  ( $\epsilon_1 = 1/5$  - в среде;  $\epsilon_1 = 1/30$  - в области "D")

Получим оценку пути  $L_2$  для динамических моделей. Если расстояние от места стимуляции до границы ВС неоднородности "D" равно  $L_3$ , то:

$$L_2 = \left[ R_0 - \tau + \frac{L_3}{V_1} - \int_0^{L_3} \frac{dl}{V_2(l)} \right] * V_1 \quad (2.1)$$

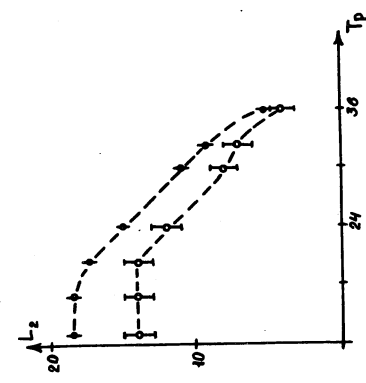
При выводе (2.1), для простоты, скорость второй волны вдоль границы ВС мы оценили как  $V_1$ , и не учитывали искривление фронта второй волны.

Зависимость расстояния  $L_2$  от интервала  $T_p$  между стимулами, полученная в численных экспериментах, показана на рис. 5. Здесь

же приведена оценка  $L_2$  по формуле (2.1), где значение  $\int dl/V_2$  взято из численных экспериментов. Видно, что формы обеих кривых одинаковы. За наличие пикета при низких значениях  $T_p$  ответственно торможение второй волны первой. Это торможение растет с уменьшением интервала  $T_p$  и приводит к стабилизации расстояния между волнами. При достаточно больших значениях  $T_p$  кривые можно интерполировать прямой линией. В этом случае можно пренебречь отличием  $V_2$  от  $V_1$  что, во первых, в соответствии с формулой (2.1) дает прямую линию и, во вторых, согласуется с экспериментом. Теоретическая кривая дает несколько завышенные значения  $L_2$  по сравнению с экспериментом что обусловлено отличием  $V_2$  от  $V_1$  на границе  $BC$ . С ростом  $T_p$  это отличие уменьшается, что приводит к уменьшению разницы между теоретической и экспериментальной кривыми.

В том случае, когда размеры границы  $BC$  неоднородности "D" меньше расстояния  $L_2$ , ревербератор не может образоваться, а разрывная волна уходит за границу среды.

Рис. 5. Зависимость расстояния проходившего разрывной волной вдоль границы  $BC$  до закручивания в спираль от интервала  $T_p$ . Сплошными кружками помечены теоретические точки, полыми - точки, полученные экспериментальным путем ( $\epsilon_1 = 1/5$  в среде;  $\epsilon_1 = 1/30$  - в области  $D$ ).



### §3. ДРЕЙФ РЕВЕРБЕРАТОРА.

Численные эксперименты показали, что возникший на ступенчатой неоднородности ревербератор не стоит на месте, а дрейфует (рис. 2г-е). Скорость дрейфа ревербератора,  $V_{др}$ , имеет составляющие как вдоль границы области "D", так и поперек нее. Благодаря

поперечной составляющей  $V_{др}$ , ревербератор проникает в область "D". По мере проникновения ревербератора в область "D" скорость дрейфа,  $V_{др}$ , падает, и ревербератор останавливается на некотором расстоянии,  $L_\infty$ , от места своего возникновения (рис. 2е).

Расстояние  $L_\infty$  зависит от степени неоднородности среды  $\Delta R$ . На рис. 6 представлен график зависимости расстояния  $L_\infty$  от рефрактивности области "D"  $R_0$  при постоянной рефрактивности среды  $R_M$ . Видно, что с ростом степени неоднородности среды,  $\Delta R$ , расстояние  $L_\infty$  также растет.

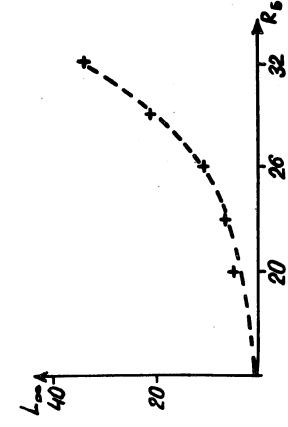


Рис. 6. Зависимость расстояния  $L_\infty$ , проходившего ревербератором в процессе дрейфа от рефрактивности области  $D$ .  $\epsilon_1 = 1/5$  - в среде;  $\epsilon_1 = 1/10 + 1/20$  - в области  $D$ .

Как показали численные эксперименты направление бокового дрейфа ревербератора зависит от направления его вращения и совпадает с направлением вектора:

$$\vec{U} = [\omega * \text{grad } R] \quad (3.1)$$

где  $\vec{\omega}$  - вектор угловой скорости вращения ревербератора, а  $\text{grad } R$  - вектор ортогональный границе области "D" и направленный в сторону увеличения рефрактивности.

В отличие от поперечного дрейфа, механизм которого до конца не ясен, наблюдаемое направление бокового дрейфа можно пояснить следующим образом. Так как рефрактивность области "D" равна  $R_0$ , то ревербератор может проникать в область "D" с периодом не меньшим чем  $R_0$ . При этом он может выходить из области "D" с периодом  $R_M$ , определяемым рефрактивностью остальной части среды. Это приводит к тому, что разрыв фронта дольше движется вдоль границы

Таким образом, в зависимости от начальных условий может реализоваться два разных режима взаимодействия ревербераторов: ревербераторы аннигилируют либо живут бесконечно долго.

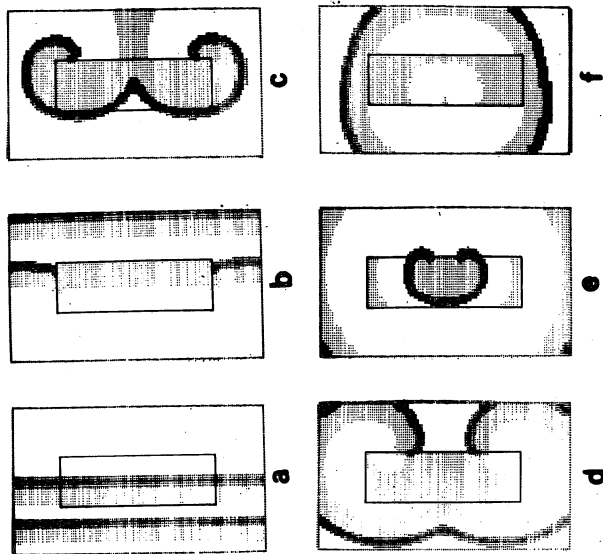


Рис. 7. Возникновение пары ревербераторов на неоднородной среде и их взаимная аннигиляция. (  $\epsilon_1=1/5$  - в среде;  $\epsilon_1=1/20$  - в области D, а-Т=33, б- Т=67, в- Т=117, д- Т=134, е-Т=418, ф-Т=451 ).

неоднородности вне области "D", чем внутри нее. Это означает, что в случае, представленном на рисунке 2 ревербератор будет смещаться вправо, а в случае рис.4 - вниз. Отметим, что данное соображение является грубым и для более детального описания дрейфа ревербератора необходимо учесть также факторы как различие в скоростях волн в средах с различной рефрактерностью, различия в динамике восстановления свойств среды и области 'D' и т. д. Детальному описанию механизма бокового дрейфа будет посвящена отдельная работа.

#### §4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРЫ РЕВЕРБЕРАТОРОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ НА НЕОДНОРОДНОСТИ.

В случае, когда область "D" не касается границ среды, на неоднородности одновременно возникают два ревербератора ( рис.7 ). Ревербераторы, возникшие в этом случае, имеют противоположную ориентацию. Когда ревербераторы возникают на границе ВС, они обрзаются ( рис. 7 ) из двух разрывов, которые движутся навстречу друг другу. Из этого факта следует ( в силу формулы (3.1) ), что возникшие ревербераторы также будут дрейфовать навстречу друг другу. Таким образом, ревербераторы, возникшие на неоднородности активной среды по механизму, представленному на рис. 7, сближаются. Численный эксперимент показал ( рис. 7 ), что, сближаясь, ревербераторы могут сталкиваться и аннигилировать. Этот феномен представляется нам достаточно важным, так как в экспериментах на сердечной ткани ревербераторы, возникшие на неоднородностях, часто имеют конечное время жизни / 5 /.

На рис. 8 представлен полученный в численном эксперименте график зависимости времени жизни пары ревербераторов от начального расстояния,  $L_{нач}$ , между ними. Видно, что с увеличением начального расстояния,  $L_{нач}$ , между ревербераторами время их жизни растет. Когда  $L_{нач}$  достигает некоторого критического значения,  $L_{кр}$ , время жизни ревербераторов,  $T_{ж}$ , становится бесконечным.

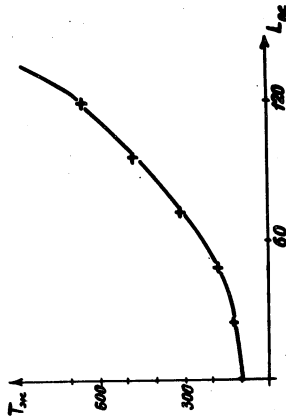


Рис. 8. Зависимость времени жизни пары ревербераторов от начального расстояния между ними.  $\epsilon_1=1/5$  (период  $T=17$ ) - в среде;  $\epsilon_1=1/17.5$  ( $T=43$ ) - в области D ).

В случае, когда ревербераторы не аннигилируют, они устанавливаются

ливается на некотором расстоянии,  $L_f$ , друг от друга. Очевидно, что, если исходно ревербераторы находились достаточно далеко друг от друга ( $L_{нач} \gg L_{кр}$ ), то установившееся расстояние можно вычислить по формуле:

$$L_f = L_{нач}^{-2} * L_0 \quad (4.1)$$

Зависимость  $L_f$  от  $L_{нач}$  во всем диапазоне  $L_{нач}$ , полученная в численном эксперименте, показана на рис. 9. Видно, что при больших  $L_{нач}$ , эта зависимость действительно имеет линейный вид в соответствии с формулой (4.1). При уменьшении  $L_{нач}$  зависимость отклоняется от линейной, и  $L_f$ , независимо от  $L_{нач}$ , устанавливается равным некоторому значению,  $L_0$ . Как показали дальнейшие исследования,  $L_0$  - это минимальное расстояние, на котором могут сосуществовать два ревербератора в однородной среде с рефракционной постоянной  $R_0$ . Факт существования такого расстояния был получен в работе / 6 /, где было показано, что два ревербератора могут отталкиваться друг от друга и расходятся при этом на некоторое расстояние  $L_0$ .

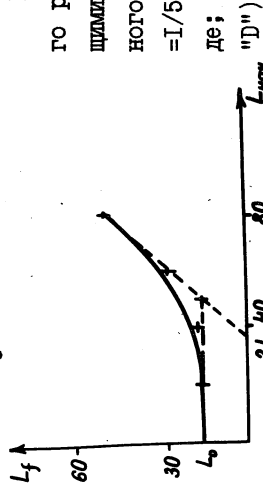
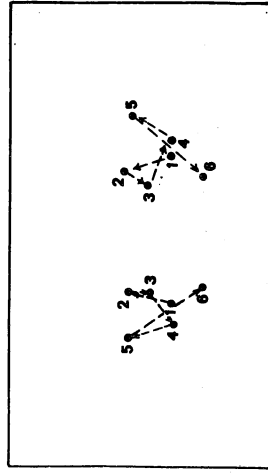
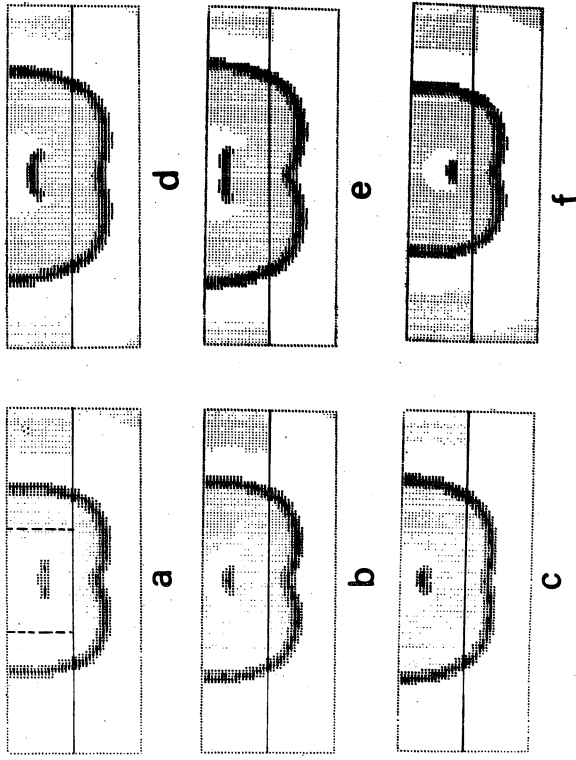


Рис. 9. Зависимость конечного расстояния  $L_f$  между дрейфующими ревербераторами от начального расстояния между ними. ( $\epsilon_1 = 1/5$  (длина волны  $\lambda=20$ ) - в среднем;  $\epsilon_1 = 1/12.5$  ( $\lambda=25$ ) - в области "D").

Если начальное расстояние между ревербераторами меньше критического значения ( $L_{кр}$ ), то они аннигилируют. Кроме перечисленных явлений, нам удалось наблюдать некоторый особый режим взаимодействия ревербераторов - колебательный. Он наблюдался при длительном расчете (более 50 оборотов) взаимодействия ревербераторов в среде с неоднородностью по  $\epsilon$  ( $\epsilon_1 = 1/12.5$ ). После сближения, расстояние между ревербераторами начало меняться колебательно (рис. 10). На рис. 10г в увеличенном масштабе



9

Рис. 10. Колебательное движение пары взаимодействующих вихрей на границе области неоднородности. ( $\epsilon_1 = 1/5$  - в среде;  $\epsilon_1 = 1/12.5$  - в области D, а-Г=306, б-Г=349, о-Г=412, д-Г=435, е-Г=463, ф-Г=524) представлена область, помеченная штриховыми линиями на рис. 10а. Здесь показаны траектории ядер ревербераторов в течении шести периодов. Видно, что ядра ревербераторов совершают нерегулярные колебания. Аналогичные колебания совершает при этих условиях и



ров и направление бокового дрейфа совпадает с формулой (3.1). Однако, поперечный дрейф, наблюдаемый в химической активной среде направлен не в сторону увеличения, а в сторону уменьшения периода ревербератора. Это связано, по видимому, с тем что в экспериментах на реакции Белоусова-Жаботинского имела сильная неоднородность по скоростям волн помимо неоднородности по рефрактивности.

Данные приведенные в работе показывают, что практически для всех явлений, наблюдавшихся в работе большое значение имеет фазовый сдвиг от первой волны от первой (рис. 2), который обусловлен как недовосстановлением свойств среды / 9 / так и искривлением фронта второй волны ( §2). Оба эти эффекта удаётся учесть аналитически для релаксационных моделей типа Фитц-Хью - Нагумо. Результаты этих исследований будет посвящена отдельная статья.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Krinsky V.I. Phytas.Theor.V. (1978) 3, No 4, 539- 544).
2. Руденко А.Н. и Панфилов А.В. *Studia biophysica* (1983) 98, No 3, 183-188.
3. Круинский В.И. *Проблемы кибернетики* (1968) т.20, 59-80.
4. Allesie M.A., Bonke F.I.M. and Schorpan F.J.G. *Circ.Res.* (1976) 39, No 2, 168-177.
5. Gough W.B., Mehra R., Restivo M., Zeiler R.H. and El-Sherif N. *Circ.Res.* (1985) 57, 432-442.
6. Ермакова Е.А., Перцов А.М. и Шноль Э.Э. *Пары взаимодействующих вихрей в двумерных активных средах*. Препринт, Пушино 1987.
7. Wiener N., Rosenbluth A. *Arch.Inst. cardiol. Mexico*, 1946, v16. N.3-4, p.205-265.
8. Васильев В.Н., Панфилов А.В., Агладзе К.И. Дрейф ревербератора в тонком слое химической реакции Белоусова-Жаботинского, неоднородной по температуре. *Сборник трудов конференции молодых ученых ИВМ, Пушино, 1989г.* в печати.

одиночный ревербератор, но амплитуда колебаний ядра ревербератора в паре примерно втрое выше амплитуды колебаний ядра одиночного ревербератора.

К сожалению наши ограниченные вычислительные мощности не позволили детально изучить этот процесс, исследовать зависимость амплитуды и периода колебаний от степени неоднородности среды ( $R_0, R_M$ ). Можно только отметить, что амплитуда колебаний, по видимому, растет с ростом неоднородности среды, и зависит от  $L_{нач}$ . Однако вопрос колебательного движения ревербераторов при их взаимодействии требует специального исследования.

#### ОБСУЖДЕНИЕ.

В работе был рассмотрен один из возможных типов неоднородностей - неоднородность по рефрактивности. А именно, если в распространяющемся импульсе условно выделить две фазы - фазу возбуждения длительностью  $\tau$  и фазу восстановления длительностью  $t = R-\tau$  (где  $R$  - рефрактерность активной среды), то в работе исследовались неоднородности по параметру  $\tau$ , при постоянной длительности  $\tau$ . Причем длительность возбужденного состояния была выбрана близкой к своему минимальному значению, при котором еще возможно распространение волны возбуждения. Такое описание является в определенном смысле динамическим аналогом простейшей аксиоматической модели Винера и Розенблута / 7 / в которой длительность возбужденного состояния отсутствует. Естественным развитием работы является рассмотрение неоднородностей не только по  $\tau$ , но и по  $t$ , что и предполагается сделать в дальнейшем.

Одним из основных выводов работы является вывод о том, что на ступенчатых неоднородностях происходит дрейф спиральных волн, причем направление бокового дрейфа задается формулой (3.1).

В настоящее время имеются экспериментальные данные говорящие о том, что на неоднородностях в химической активной среде / 8 / и в ткани сердца / 9 / действительно наблюдается дрейф реверберато-

Э. Фаст В. Г., Перцов А. М. Дрейф вибра в миокарде. Биофизика, 1990г., в печати.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение.....	3
Модель и методика численного эксперимента.....	5
§1. Возникновение разрыва.....	6
§2. Возникновение спиральной волны возбуждения.....	8
§3. Дрейф ревербератора.....	10
§4. Взаимодействие пары ревербераторов возникших на неоднородности.....	12
Обсуждение.....	16
Литература.....	17

Т-13317 9.08.89 г. Зак. 2070Р Тир. 100 экз. Уч.-изд.л. 0,6  
Усл.-печ.л. 1,0. Изд. № 247.  
Отпечатано с оригинала-макета в Отделе научно-технической информации Научного центра биологических исследований АН СССР в Пущине.