

1. Голомьяк Н. Н. *м.* ФТП, 19, 1529 (1985).
2. Алексанян А. Г., Казарян Р. К., Матевосян Л. А. 5-ая Всесоюзная конференция по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах 8—11 октября, с. 70, 1990, Калуга.
3. Бом Д. Квантовая теория. М., 1965.
4. Франц В. В кн. Туннельные явления в твердых телах под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, М., 1973.

**ՖՈՏՈՆԻ ՄԱՍՆԱԿՑՈՒԹՅԱՄԲ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ՏԱՐԱԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԹՈՒՆԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ**

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈԳՍՅԱՆ

Դիտարկվում է կիսահաղորդչային տարանցումներում արգելքային շերտերով շրջապատված բնական փոսի միջով բնականային թունելավորման մեխանիզմը, Հաշվվում է տարանցումի բաժանցելիության գործակիցը $h\omega < E_{g1}$ դեպքում:

**ON THE PHOTON ASSISTED RESONANCE TUNNELING
IN SEMICONDUCTOR HETEROJUNCTIONS**

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

The mechanism of resonance tunneling through a quantum well surrounded by barrier layers of the heterojunction is considered. The coefficient of heterojunction transparency is calculated at $h\omega < E_{g1}$.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 35—43 (1992)

УДК 71.50

**СОПРОТИВЛЕНИЕ КОНЕЧНОЙ ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЫ
В ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ
СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ**

В. М. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

З. А. КАСАМАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 23 марта 1991 г.)

Рассмотрены свойства одномерной периодической системы конечной длины, на которую наложено дополнительное случайное поле δ -потенциалов с амплитудами, распределенными по закону Лоренца. Показано, что

при увеличении длины образца, в этой точнорешенной модели, сопротивление увеличивается не по экспоненциальному закону, а по степенному.

1. Введение

Сопротивление одномерной системы со случайным потенциалом, все состояния которой локализованы, с увеличением длины образца L обычно записывается в форме ($\hbar = e^2 = 1$) (см. [1])

$$\rho = \exp(2\alpha L) - 1.$$

Здесь α — обратный радиус локализации состояний, который зависит от формы потенциала внутри одномерной системы и не зависит от ее длины.

Вычисление зависимости α от энергии E само по себе является трудной задачей, поэтому удастся это осуществить лишь для простых моделей. В случае слабого рассеяния электронов при потенциале типа «белый шум», радиус локализации вычисляется как во внешнем электрическом поле [2], так и при его отсутствии (см., напр., [3]). Радиус локализации в случае сильного рассеяния вычислен в работе [4] с помощью метода «детерминанта» [5, 6]. Этот метод позволяет исследовать одномерные системы и изучить аналитически как слабые, так и сильные рассеяния электронов и проследить, что происходит с электронными состояниями по мере увеличения силы взаимодействия.

В данной работе мы покажем, что существует точно решаемая одномерная модель со случайным потенциалом, когда удастся до конца вычислить ρ и получить явную формулу для $\alpha(E)$. При этом оказывается, что при увеличении длины одномерной системы, в рассматриваемой точно решаемой модели, сопротивление увеличивается не по экспоненциальному закону, а по степенному.

Вычисление сопротивления в рассматриваемой нами модели случайного поля сводится к его вычислению в периодическом случае. Кроме того, сам вопрос о вычислении сопротивления конечной одномерной периодической системы представляет самостоятельный интерес. При этом оказывается, что сопротивление периодической системы (ρ_m) выражается точно через сопротивление одной ее ячейки (ρ_1). Поэтому мы рассмотрим сначала случай периодического поля.

2. Сопротивление конечной периодической системы

Рассмотрим одномерную систему, состоящую из двух полубесконечных сред (области I и III), между которыми находится пленка толщиной $L = x_2 - x_1 = ma$ (a — постоянная решетки, m — целое число). Будем считать, что одномерные функции Грина (ФГ) для каждой подсистемы, когда они рассматриваются неограниченными с двух сторон,

$\hbar$ — постоянная Планка с чертой.

известны. Они удовлетворяют уравнениям ($n=1, 2, 3$) ($2m_0 = \hbar = 1$, m_0 —масса свободного электрона)

$$\left(\frac{\partial^2}{dx^2} - V_n(x) + E \right) G_n(x, x', E) = -\delta(x - x'),$$

где $V_n(x)$ —потенциальная энергия электрона в n -ой подсистеме, а одномерные координаты x, x' меняются в неограниченных пределах.

Амплитуда отражения электрона при падении из области I на область II (x_1 —граница их раздела) при учете области III имеет вид [7] (см. также [8])

$$R_{12} = \frac{r_{12} + \lambda r_{23} (1 - r_{12} - r_{21})}{1 - \lambda r_{23} r_{21}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} r_{21} &= \frac{G_1(G'_2 + 1) - G_2(G'_1 + 1)}{G_1(G'_2 - 1) - G_2(G'_1 + 1)}, \\ r_{23} &= \frac{G_2(G'_3 + 1) - G_3(G'_2 - 1)}{G_2(G'_3 - 1) - G_3(G'_2 + 1)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $G_{1,2} \equiv G_{1,2}(x_1, x_1)$, штрих означает производную от ФГ при совпадающих одномерных координатах, r_{12} (r_{21})—амплитуда отражения электрона при переходе из области I в II (из II в I) при отсутствии III области, r_{23} —амплитуда отражения электрона от границы раздела области II и III при отсутствии области I. Величина r_{23} получается из r_{12} заменой $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $x_1 \rightarrow x_2$. Величина λ характеризует набор фазы (или экспоненциальное затухание) при прохождении электрона из точки x_1 к x_2 и наоборот:

$$\lambda = \frac{G_2(x_1, x_2) G_2(x_2, x_1)}{G_2(x_1, x_1) G_2(x_2, x_2)}.$$

Используя соотношение, связывающее $G(x, x')$ с одночастичными ФГ при совпадающих одномерных координатах [9],

$$G(x, x') = [G(x, x) G(x', x')]^{1/2} \exp \left\{ - \int_{\min(x, x')}^{\max(x, x')} \frac{dt}{2G(t, t)} \right\},$$

получим

$$\lambda = \exp \left\{ - \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{G_2(x, x)} \right\}. \quad (3)$$

Предположим, что в I и III подсистемах электрон движется свобод-

но, т. е. $G_1(x, x) = G_3(x, x) = \frac{i}{2\sqrt{E}}$. Предположим также, что энергия падающего на такую систему электрона лежит в разрешенных зонах бесконечной периодической системы (II подсистемы). Тогда имеем $G_2(x, x) \in I_m$, $\lambda = e^{2ikam}$, где k — квазиволновое число электрона. Для r_{ij} с учетом явного вида G_1 и G_3 из (2) получим (всюду $x = x_1$)

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}, \quad r_{21} = \frac{2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}, \\ r_{23} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}{-2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}, \\ 1 - r_{12} - r_{21} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) видно, что между r_{ij} имеют место следующие соотношения:

$$|r_{12}|^2 = |r_{21}|^2; \quad r_{23} = r_{21}^*; \quad r_{23}(1 - r_{12} - r_{21}) = -r_{12}. \quad (5)$$

С учетом (4) и (5) для R_{12} получаем:

$$R_{12} = \frac{-2ir_{12} \sin kam}{(1 - |r_{21}|^2) [\cos kam - i(1 + |r_{12}|^2)(1 - |r_{12}|^2)^{-1} \sin kam]}.$$

Далее, коэффициенты отражения и прохождения через данную пленку приобретают следующий вид

$$\begin{aligned} R = |R_{12}|^2 &= \frac{4|r_{12}|^2 \sin^2 kam}{(1 - |r_{12}|^2)^2 \left[\cos^2 kam + \left(\frac{1 + |r_{12}|^2}{1 - |r_{12}|^2} \right)^2 \sin^2 kam \right]}, \\ T = 1 - R &= \left\{ \cos^2 kam + \left(\frac{1 + |r_{12}|^2}{1 - |r_{12}|^2} \right)^2 \sin^2 kam \right\}^{-1}. \end{aligned}$$

Согласно Ландауэру [10] сопротивление такой цепочки есть $\rho = RT^{-1}$, тогда

$$\rho_m = \frac{4|r_{12}|^2}{(1 - |r_{12}|^2)^2} \sin^2 kam. \quad (6)$$

Так как выражение (6) справедливо при произвольных целых значениях m , то его можно представить также в виде

$$\rho_m = \rho_1 \frac{\sin^2 kam}{\sin^2 ka}, \quad (7)$$

где ρ_1 — сопротивление одной ячейки. Как видим ρ_m имеет осцилляционный вид в зависимости от положения уровня Ферми и обращается в

нуль $(m-1)$ раз в каждой разрешенной зоне. Из (7) видно также, что сопротивление такой системы не растет с ростом m , а поэтому удельное сопротивление для состояний в разрешенной зоне стремится к нулю при $m \rightarrow \infty$. Сопротивление образца при энергиях, соответствующих запрещенной зоне одномерной периодической системы, получается из (7) заменой $\kappa = i\gamma$, $\gamma > 0$, что приводит к экспоненциальному росту сопротивления при $m \rightarrow \infty$.

3. Сопротивление одномерной системы при лоренцовом распределении случайных потенциалов

Предположим, что на одномерную систему конечной длины наложено дополнительное (наряду с периодическим, рассмотренном выше) случайное поле вида

$$V(x) = \sum_n V_n \delta(x - x_0 - na).$$

Здесь V_n —случайные величины с лоренцовой плотностью распределения вероятности

$$P(V_n) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma_1}{(V_n - V)^2 + \gamma_1^2}, \quad (8)$$

где γ_1 —параметр, определяющий случайный разброс потенциальной энергии, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, не ограничивая общности можно считать $0 \leq x_0 \leq a/2$.

Как известно [11, 12], в этой модели удается получить точную формулу для усредненной плотности состояний, а также вычислить явно энергетическую зависимость радиуса локализации [12, 13]. Усреднить ρ_m в достаточно большой, но конечной одномерной системе не удастся. Самоусредняющейся здесь является величина $\ln(1+\rho_m)$, которая, как мы покажем, выражается через одночастотную ФГ, среднее по реализациям случайного потенциала которой удается вычислить точно [11, 12].

Как показано в [7] R и T выражается через одночастичные ФГ вне и внутри системы, а через них удается построить и ФГ двухконтактной задачи. Именно одночастичная ФГ двухконтактной задачи позволяет получить формулу для плотности состояний конечной одномерной системы и для соответствующего сопротивления. Действительно, плотность состояний выражается через мнимую часть комплексной величины

$$\Phi = \int_0^L G_{II}(x, x; E) dx,$$

где $G_{II}(x, x; E)$ —ФГ двухконтактной задачи

$$G_{II}(x, x) = \frac{G_2(x, x)}{1 - \lambda r_{21} r_{23}} \left\{ 1 + \lambda r_{21} r_{23} - r_{21} e^{2i[\theta_2(x) - \theta_2(x_1)]} - r_{23} e^{-2i[\theta_2(x) - \theta_2(x_2)]} \right\}. \quad (9)$$

Действительная часть комплексной величины Φ , как увидим ниже, определяет сопротивление одномерного образца длиной L .

В общем случае имеет место равенство [8]

$$\Phi = \int_0^L G_{II}(x, x) dx = -\frac{1}{D(E)} \cdot \frac{\partial}{\partial E} (D(E))_2 = -\frac{\partial}{\partial E} \left[\ln D(E) \right]_2, \quad (10)$$

где индекс «2» означает, что производную по энергии нужно вычислить по величинам, характеризующим подсистему в пределах $0 < x < L$, а

$$D_m(E) = \frac{1}{4} \frac{G_1 G_3 G_2^*(x_1 x_2)}{G_1} \left[\frac{G_1' + 1}{G_1} - \frac{G_2' - 1}{G_2} \right]_{x_1} \left[\frac{G_2' + 1}{G_2} - \frac{G_3' - 1}{G_3} \right]_{x_2} (1 - \lambda_{r_{21} r_{23}}).$$

Перейдем к усреднению (10) по реализациям случайного потенциала, когда потенциал распределен по Лоренцу (8). Аналогичное усреднение для $\Phi\Gamma$ в неограниченной одномерной системе проведено в [11, 12] при вычислении плотности состояний. В этих работах показано, что усредненная $\Phi\Gamma$ имеет вид $\Phi\Gamma$ в идеальной периодической модели Кронига-Пенни с комплексными, но одинаковыми амплитудами δ -потенциалов.

Аналогичная ситуация встречается и у нас. После усреднения G_{II} мы для $\langle G_{II} \rangle$ получаем формулу (9) с заменой G_2 на $\langle G_2 \rangle$. Далее учитывая (9) и (10) можно точно вычислить $\langle \ln D_m \rangle$ [5, 6]:

$$\langle \ln D_m \rangle = \ln \left[\cos kL - i \frac{1 + r_{21}^2}{1 - r_{21}^2} \sin kL \right]. \quad (11)$$

Действительная и мнимая части k в принятой модели даются формулами:

$$\begin{aligned} k_2 a &= \ln(\sqrt{1+z} + \sqrt{z}); \quad k_1 a = \arcsin \sqrt{y}, \\ 2z &= \Delta_1^2 - \sin^2 \beta a + [(\Delta_1^2 - \sin^2 \beta a)^2 + 4\Delta_1^2]^{1/2}, \\ 2y &= \sin^2 \beta a - \Delta_1^2 + [(\Delta_1^2 - \sin^2 \beta a)^2 + 4\Delta_1^2]^{1/2}, \\ \Delta_1 &= \gamma_1 \operatorname{Im} G_2(x_0, x_0) \sin \beta a, \end{aligned} \quad (12)$$

$a \beta \in \operatorname{Re}$ — квазиволновое число в одномерной периодической системе в разрешенной зоне. В запрещенной зоне в формулах (12) следует провести аналитическое продолжение $\beta = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Сопротивление выражается через D_m [5, 6]

$$\rho_m = |D_m|^2 - 1; \quad \ln \sqrt{1 + \rho_m} = \operatorname{Re} \int \Phi dE. \quad (13)$$

Исходя из формулы (13), с учетом (11), для ρ_m получим следующее выражение ($L=ma$)

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \left| \frac{\sin kam}{\sin ka} \right|^2 + 1 \right).$$

Подставляя $k = k_1 + ik_2$, имеем

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{\operatorname{sh}^2 k_2 am + \sin^2 k_1 am}{\operatorname{sh}^2 k_2 a + \sin^2 k_1 a} + 1 \right). \quad (14)$$

Учитывая соотношение (12), выражение (14) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \langle \ln(\rho_m + 1) \rangle &= \\ &= \ln \left\{ \rho_1 \frac{[(\sqrt{1+z} + \sqrt{z})^m - (\sqrt{1+z} - \sqrt{z})^m]^2 + 4\sin^2 k_1 am}{4(z+y)} + 1 \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в рамках принятой модели неупорядоченности для сопротивления в зависимости от L и соответствующего параметра γ_1 получена точная формула. Она справедлива при произвольных значениях L , γ_1 и учитывает интерференционные эффекты от периодической системы, проявляющиеся при малых γ_1 . В пределе $\gamma_1 \rightarrow 0$, т. е. при прохождении электрона через периодическую структуру числом ячеек m , для сопротивления ρ_m получим выражение (7). Как видно из (15) при $z > 0$ и больших m , имеем степенную зависимость сопротивления от $m = La^{-1}$.

Рассмотрим предельные случаи. При $z \gg 1$, имеем $z = \rho_1 \sin^2 \beta a$ и из (15) находим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left\{ \rho_1^m (2 \sin \beta a)^{2(m-1)} \right\}. \quad (16)$$

Условие $z \gg 1$ означает, что $\kappa_2^{-1} < a$, т. е. радиус локализации меньше постоянной решетки. Этот случай представляет интерес в одномерной сверхрешетке, где a становится постоянной сверхрешетки. Тогда акты прохождения через потенциальные барьеры можно считать независимыми, а в этом случае полученная зависимость (16) очевидна [3]. При $z \ll 1$ из (15) получим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{zm^2 + \sin^2 k_1 am}{z+y} + 1 \right).$$

При $L \gg a$ из формулы (15) следует

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{(\sqrt{1+z} + \sqrt{z})^{2m}}{4(z+y)} + 1 \right).$$

На самых краях зон легко получить асимптотику ($\sin \beta a \rightarrow 0$): $k_2 a = \sqrt{\Delta_1}$ при $\Delta_1 \ll 1$ и $k_2 a = \ln(2\Delta_1)$ при $\Delta_1 \gg 1$.

Тогда из (15) получим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{e^{2m\sqrt{\Delta_1}}}{4(z+y)} + 1 \right) \quad \text{при } \Delta_1 \gg 1,$$

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{(2\Delta_1)^{2m}}{4(z+y)} + 1 \right) \quad \text{при } \Delta_1 \ll 1.$$

Причину возникновения степенной зависимости (17) можно понять, если написать волновую функцию частицы в одномерной периодической системе при наличии одного нарушения δ -образного вида (в области запрещенной зоны одномерной периодической системы)

$$\psi(x) \sim G_2(x_0, x_0) \sim e^{-\gamma m a} (\text{ch } \gamma a - \text{sh } \gamma a)^m.$$

Степенное убывание волновой функции имеет место для широкого класса потенциалов (см., например, [14]), поэтому степенная локализация состояний в неупорядоченной одномерной системе в виде (15), по-видимому, не является исключительным случаем, вытекающим лишь из рассмотренной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson P. W. et al. Phys. Rev., B22, 3519 (1980).
2. Пригодин В. М. ЖЭТФ, 52, 1185 (1980).
3. Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем, Изд. Наука, М., 1982.
4. Гаспарян В. М., Жарекешев И. Х. ФТТ, 32, 128 (1990).
5. Gasparian V. M. et al. Phys. Lett., 132A, 201 (1988).
6. Гаспарян В. М. ФТТ, 31, 162, (1989).
7. Bartos I., Velicky B., Czech. J. Phys., B24, 981 (1974), Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Учен. записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).
8. Garcia-Moliner F. Ann. Phys., 2, 179 (1979).
9. Касаманян Э. А. Изв. вузов, Физика, № 11, 20 (1979).
10. Landauer R. Phys. Lett., 85A, 91 (1981).
11. Бычков Ю. А. ЖЭТФ, 69, 266 (1973).
12. Касаманян Э. А. ЖЭТФ, 71, 281 (1975).
13. Hirota T., Ishii K. Progr. Theor. Phys., 45, 1713 (1975).
14. Бонч-Бруевич В. Л. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников, Изд. Наука, М., 1981.

ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԶԱՓԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻԱԶԱՓ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՊԱՏԱՀԱՎԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

Վ. Մ. ԿԱՍՊԱՐՅԱՆ,

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ

Դիտարկված է վերջավոր միաչափ պարբերական համակարգի հատկությունները ցածրագույն պատահական δ -պոտենցիալների առկայությամբ, վերջիններիս լայնությունները բաշխված են բոլոր կրկնիկ օրենքի ծույց է արված, որ նմուշի դիմադրությունը երկարությունից կախված ընդհանուր դեպքում փոխվում է ոչ էքսպոնենցիալ օրենքով:

RESISTANCE OF FINITE ONE-DIMENSIONAL SYSTEM IN EXACTLY SOLVABLE RANDOM FIELD MODEL

V. M. GASPARYAN, [Z. H. KASAMANYAN]

The properties of an one-dimensional periodical system of a finite length in the presence of additional random field of δ -potentials, the amplitudes of which are distributed according to the Lorentz law, are discussed. It is shown that in this exactly solvable model in which the length of a sample increases, the resistance grows not exponentially, but rather according to the power law.

Изв. АН Армения, Физика т. 27, вып. 1, 43—50 (1992)

УДК 621.311;525.23

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДВИЖУЩИХСЯ ПАРОВ ВОДЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ И ОЦЕНКА ЕГО РОЛИ В ПРОЦЕССАХ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Г. Г. БАХШЯН

Институт радиотехники и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 15 октября 1990 г.)

Выявлено, что ускоренно движущийся пар или капли воды преобразуют часть своей механической энергии в электрическую. Теоретическое обоснование предложенного механизма дано на основе некоторых известных физических свойств молекул воды. С помощью ориентационного тока смещения молекул воды, возникающего в режиме ускоренного движения, оценен вклад в процессы развития электроактивности в земной облачной и безоблачной атмосфере. На базе предложенного механизма вновь проанализированы результаты некоторых экспериментальных факторов, полученных в натурных измерениях электризации атмосферы и ее лабораторном моделировании. Рассматривается возможность ее технического применения для получения электроэнергии в промышленном объеме.

Вопрос о роли различных механизмов в процессе образования электризации облака остается открытым по настоящее время [1]. Измеренные электрические потери в облаках, токи в облаках, характеристики возникновения разрядов в облаках по порядку величин отличаются от предполагавшихся [1]. Такое несоответствие привело к тому, что на международной конфигурации по атмосферному электричеству высказывалось предложение «О наложении моратория на исследования процесса элементарной электризации» в связи с несопоставимостью полученных данных с реальными процессами в облаках [1, 2].

На наш взгляд причина столь долгих неудачных исследований кроется в том, что в основе почти всех предложенных механизмов (чи-