

Хаотические акустоэлектрические колебания тока в пьезополупроводниках

© И.К. Камиллов, В.З. Жохов

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

E-mail: kamilov@datacom.ru

(Поступила в Редакцию 30 июня 2000 г.
В окончательной редакции 13 ноября 2000 г.)

Представлены результаты исследований по влиянию сверхзвукового дрейфа носителей тока на генерацию фононов в кристаллах теллура в условиях возникновения звуковой неустойчивости, приводящей к развитию динамического хаоса. Прослеживаются экспериментально все стадии развития стохастичности в зависимости от внешних условий: величины постоянного электрического поля, определяющей дрейф носителей тока, величины и направления магнитного поля. Показано, что с ростом электрического и магнитного полей периодические колебания тока через бифуркации удвоения и утроения частоты переходят в хаотические. Описываются математическая модель в виде фазовых траекторий диссипативной динамической системы и спектральные портреты, соответствующие переходным процессам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-17623).

Известно, что когда дрейфовая скорость электронов превышает скорость звуковой волны, в пьезополупроводнике появляется акустоэлектрическая неустойчивость, состоящая в интенсивной генерации фононов, которая влечет за собой резкое перераспределение электрического поля, т.е. образуется весьма узкая в пространстве область достаточно сильного электрического поля и высокой плотности фононов, распространяющаяся по кристаллу со скоростью звука, — акустоэлектрический домен (АЭД). Несмотря на то что экспериментально это явление было обнаружено и исследовано более тридцати лет назад, достаточно общая теория развития такой неустойчивости была создана сравнительно недавно [1].

В последние несколько лет были проведены эксперименты, которые показали, что развитие акустоэлектрической неустойчивости может осуществляться не только по стационарному, но и по "хаотическому" сценарию, когда период возникающих колебаний гораздо меньше характерного времени пробега фонона по кристаллу и, кроме того, возникающие колебания тока носят хаотический характер [2–6]. Первые экспериментальные исследования в монокристаллах теллура позволили обнаружить такие колебания и весьма странные вольтамперные характеристики (ВАХ), описанные в работах [7–9], но указания на то, что наблюдаемые явления могут быть связаны с состоянием динамического хаоса, были сделаны сравнительно недавно в [2–6]. Хаотические колебания в системах с акустоэлектронной неустойчивостью в последующем были исследованы и в других кристаллах, например в антимоните индия [10–12].

Существенно, что в этих работах уже содержится указание на физическую причину колебаний этого типа и предприняты попытки построения теории. Кристаллы теллура оказались наиболее удобным объектом для таких исследований: в них легко возникают регулярные

и нерегулярные колебания тока, так как значительно выражена акустоэлектрическая анизотропия, при наличии которой фазовые и групповые скорости фононов в разных направлениях резко отличаются. Сильное пьезоэлектрическое взаимодействие и значительная электрическая анизотропия обуславливают большое развитие проводимости и подвижности дырок в разных кристаллографических направлениях. Если также учесть огромную роль нелинейных эффектов, возникающих из-за большой величины константы электромеханической связи, то станет ясно, что именно кристаллы теллура являются наилучшим объектом для наблюдения стохастических акустоэлектронных процессов.

В работе [13] показано, что при распространении звуковых волн вдоль бинарной оси OX в монокристалле теллура наблюдается аномалия: чисто продольная мода v_3 имеет меньшую фазовую скорость, чем поперечная мода v_1 , а в плоскости YOZ мода v_3 является чисто поперечной, мода v_2 — квазипоперечной, а мода v_1 — квазипродольной. Для фононов, распространяющихся вдоль акустических осей, мода v_1 чисто продольная, а две другие поперечные и вырожденные. В [13] также отмечено, что коэффициент электромеханической связи пьезоактивной моды v_3 достигает максимального значения $K_{\max}^2 = 0.11$ в плоскости XOY , а в плоскости XOZ — вдоль оси X . В плоскостях XOY и XOZ коэффициент электромеханической связи моды v_2 достигает аномально большого значения (0.32).

Известно, что из основных кристаллографических направлений теллура пьезоактивными являются ось X , по которой распространяется продольная волна, имеющая скорость 2.4×10^5 см/с, и ось Y , вдоль которой движется поперечная волна, имеющая скорость 1.48×10^5 см/с. Наряду с осевыми модами в кристаллах теллура существуют и внеосевые моды. Скорость распространения

внеосевых фононов примерно в 2 раза меньше скорости продольного звука. Ясно, что вследствие резкой анизотропии акустоэлектрических свойств монокристалла теллура механизм возникновения акустоэлектрической неустойчивости может иметь более одного порога.

В данной работе на примере развития акустоэлектрической неустойчивости в монокристаллах теллура экспериментально доказано, что наблюдаемые закономерности (переход от колебательного режима к хаотическому) хорошо согласуются с моделью развития диссипативных динамических систем со стохастическим поведением [14] в нелинейных акустоэлектронных средах. В эксперименте прослеживаются все стадии развития стохастичности в зависимости от параметров надкритичности: величины постоянного электрического поля, определяющей дрейф носителей, величины и направления магнитного поля.

Исследования проводились при температуре 77 К в монокристаллах теллура размерами $1.5 \times 0.3 \times 0.2$ см на срезах [100], [010], [001] с концентрацией носителей тока $5 \times 10^{14} - 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и подвижностью носителей заряда $2 - 4 \times 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, в которых сильно выражено акустоэлектронное взаимодействие. Запись ВАХ проводилась в режиме одиночных нарастающих пилообразных импульсов длительностью 10–100 мкс. Направление тока совпадало с направлением пьезоактивных кристаллографических осей [100], [010], а также непьезоактивной оси [001]. Векторы напряженности электрического и магнитного полей были параллельны и перпендикулярны кристаллографическим осям.

Исследования показали, что для большинства образцов с указанной ориентацией и проводимостью $\sim 0.3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ наблюдается *N*-образная ВАХ. Для этих образцов колебания тока и напряжения, измеряемые с применением прямоугольных импульсов, были сдвинуты по фазе на 180° , а период колебаний был сравним со временем однократного прохождения акустической волны через образец. Для образцов с проводимостью более $0.6 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ появлялись петлеобразные ВАХ (рис. 1). В этом случае период колебаний был значительно меньше периода, определяемого временем прохождения

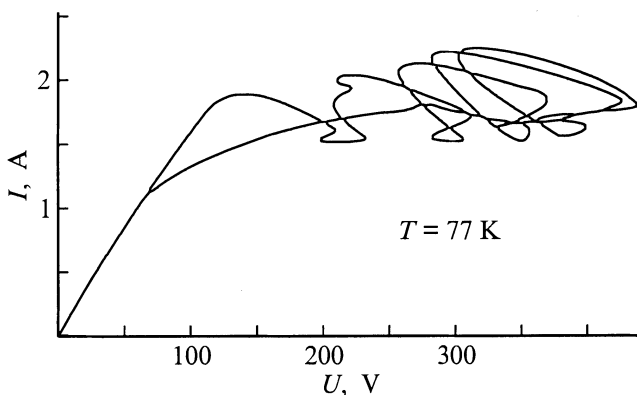


Рис. 1. ВАХ кристалла теллура. $E \parallel Y$; $L = 0.8$ см.

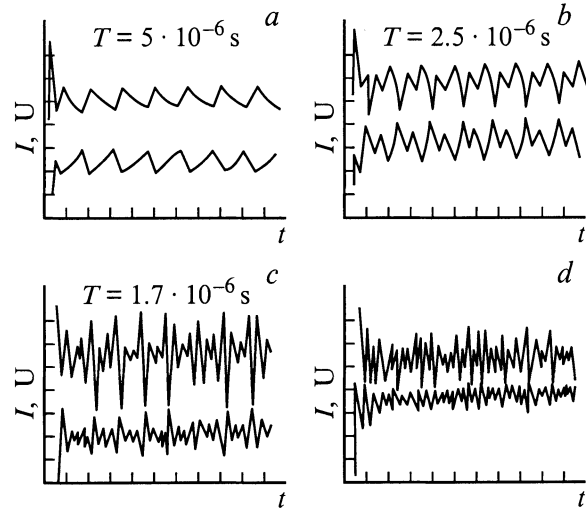


Рис. 2. Осциллограммы, иллюстрирующие переход от регулярных колебаний к хаотическим с увеличением напряженности электрического поля. Верхние осциллограммы — ток, нижние — напряжение. $E \parallel Y$; $L = 0.8$ см; $E = 180$ (a), 210 (b), 230 (c) и $250 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ (d).

акустической волны через образец, а сдвиг фаз между колебаниями напряжения и тока был отличен от 180° .

На рис. 1 показана измеренная на опыте ВАХ образца теллура в простейшем случае, когда магнитное поле отсутствует. Из рис. 1 видно, что в довольно широкой области величин электрического поля и тока однозначная связь между полем и током отсутствует и одному и тому же значению поля (тока) соответствуют несколько значений тока (поля). Это означает, что величина тока и разность потенциалов, приложенная к кристаллу, не являются однозначными функциями по отношению друг к другу, и указывает на хаотический характер движений в системе, связанный со случайным возникновением распространяющихся по кристаллу АД (расстояние между доменами случайно).

На рис. 2, *a-d* приведены осциллограммы изменения тока и напряжения во времени, иллюстрирующие переход с ростом напряженности электрического поля от простых периодических колебаний тока (*a*) в хаотические (*d*) через бифуркации удвоения (*b*) и утроения (*c*) частоты.

На рис. 3 показаны временные зависимости тока и напряжения, из которых видно, что сам временной период резко меняется: хаотические вначале колебания переходят в регулярные, почти периодические. Эти экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в системе возникает бифуркация и временное поведение системы резко меняется.

Другими внешними управляющими параметрами при эволюции сложных аперiodических колебаний тока, соответствующих автоколебательному режиму, являлись величина и направление магнитного поля. Рост продольного магнитного поля приводил к скачкообразному изме-

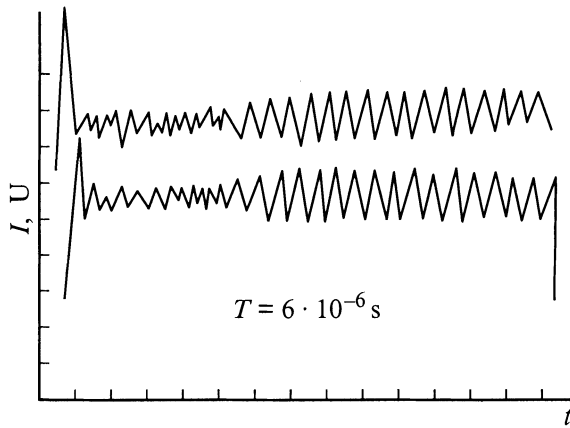


Рис. 3. Осциллограммы, иллюстрирующие переход от хаоса к состоянию самоорганизации системы. Верхняя осциллограмма — ток, нижняя — напряжение. $E \parallel Y$; $L = 1.2 \text{ cm}$; $E = 230 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$.

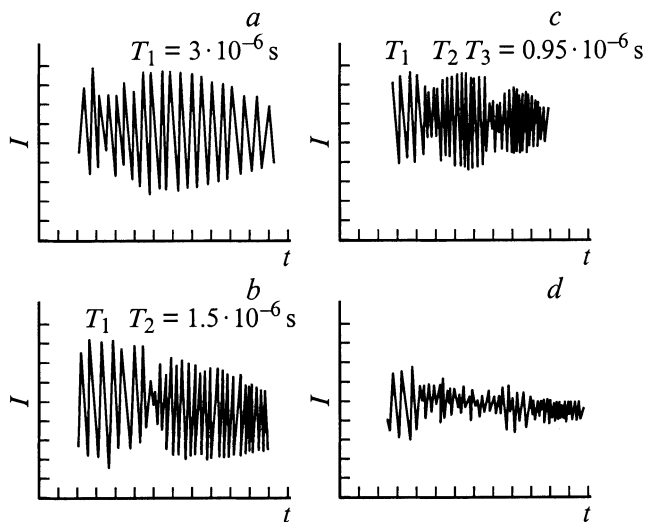


Рис. 4. Осциллограммы, демонстрирующие переход от регулярных колебаний тока к хаотическим с ростом продольного магнитного поля. $E \parallel Y$; $L = 0.6 \text{ cm}$; $E = 100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$; $H = 0$ (a), 8 (b), 10 (c) и 12 кОе (d).

нению периода колебаний тока. На рис. 4, *a-d* показана картина развития сложных периодических и хаотических колебаний в сильных электрическом и магнитном полях.

Осциллограмма на рис. 4, *a* иллюстрирует образование предельного замкнутого цикла в динамической системе. Наличие внешнего продольного магнитного поля (рис. 4, *b*) не способствует равносному состоянию системы при образовавшемся предельном цикле, а переводит через бифуркационный переход в качественно новое состояние, которому соответствует удвоение частоты. С увеличением магнитного поля (рис. 4, *c*) в динамической системе образуются уже три замкнутых предельных цикла; их также связывает бифуркационный переход, соответствующий утроению частоты. В конеч-

ном счете система переходит к странному аттрактору, т.е. к состоянию динамического хаоса (рис. 4, *d*). Когда вектор напряженности электрического поля был параллелен пьезоактивной кристаллографической оси [100], в кристалле теллура с $n_0 = 5-7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ внутри основного периода возникали колебания тока (период основных колебаний тока совпадал с временем пробега домена по кристаллу), число которых с ростом магнитного поля увеличивалось, а амплитуда уменьшалась. При дальнейшем росте магнитного поля колебания переходили в хаотический режим. Основной период колебаний тока в этом случае оставался постоянным. При изменении направления поперечного магнитного поля колебания тока внутри основного периода меняли свою амплитуду и частоту.

Для математического описания нелинейной акустоэлектронной системы был проведен компьютерный эксперимент. Составлена программа, позволяющая представить колебания различной формы в виде фазовых траекторий, построена математическая модель неустойчивости нелинейной акустоэлектронной системы, на основе которой данная система рассматривается как динамическая.

На рис. 5–7 изображены результаты машинного расчета фазовых портретов, соответствующих осциллограммам на рис. 2, *a-c*. Проследивая по этим траекториям эволюцию динамической системы, нетрудно показать, что она приближается к странному аттрактору. Визуальное наблюдение фазовых траекторий указывает на существование замкнутого предельного цикла (рис. 5), который в результате удвоения частоты теряет свою устойчивость с образованием притягательного множества (аттрактора), стремящегося к фокусу (центру) траектории (рис. 6). Утроение частоты приводит к дальнейшему развитию странного аттрактора (рис. 7). Последующее увеличение частоты колебаний способствует возникновению хаотического режима.

Для более качественной оценки изменения частоты колебаний тока во времени были построены спектральные портреты, представляющие собой результат Фурье-анализа этих колебаний. Портреты строились для каждого периода колебаний. Показано, что максимальную амплитуду имеет первая гармоника, которая определяет основную частоту колебаний. В результате удвоения основной частоты колебаний изменяется их спектральный состав. Преобладание амплитуды второй гармоники над первой соответствует уже удвоенной частоте.

Утроение частоты колебаний тока также меняет спектральный состав процесса, а третья гармоника значительно подавляет первую и вторую, что подтверждает как количественное, так и качественное изменение состояния акустоэлектронной системы.

Известно, что порог возникновения неустойчивости определяется соотношением $v_d > v_s$ (v_d — скорость дрейфа дырок, v_s — скорость звука), что указывает на звуковую природу этих колебаний. Форма колебаний имеет релаксационный характер, причем рост тока

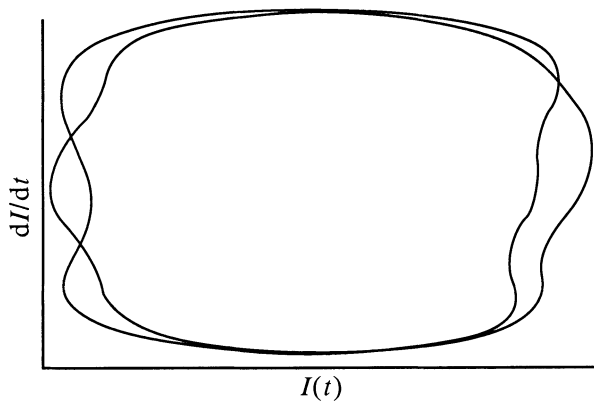


Рис. 5. Фазовые траектории, соответствующие регулярным, периодическим колебаниям.

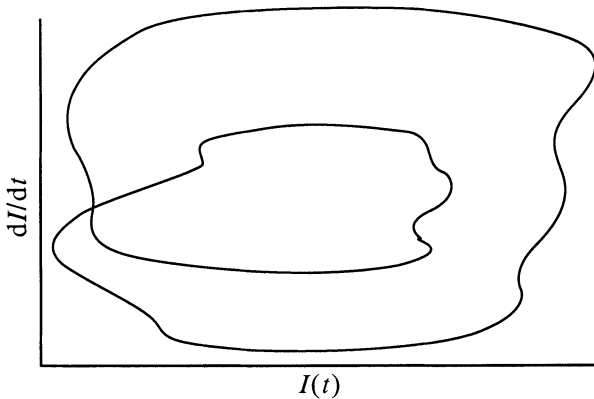


Рис. 6. Фазовый портрет, соответствующий удвоению частоты колебаний тока.

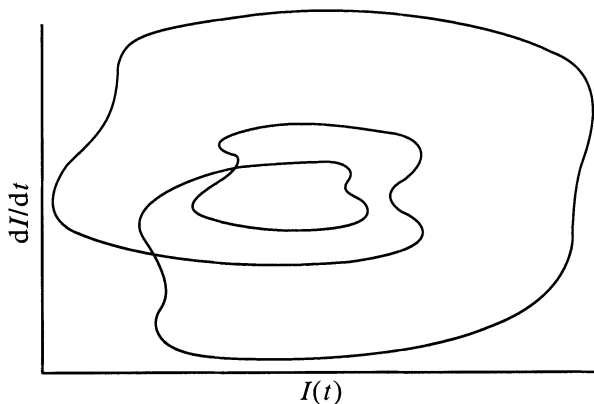


Рис. 7. Фазовый портрет, соответствующий утроению частоты колебаний тока.

во времени происходит очень быстро, а его уменьшение — сравнительно медленно. Это объясняется тем, что пространственные размеры домена малы (не более 10^{-3} – 10^{-2} см), поэтому при выходе из кристалла домена, распространяющегося со скоростью звука, ток в цепи резко возрастает. Характерное время увеличения l/v_s оказывается порядка 10^{-8} – 10^{-7} с, где l — размер домена. Если предположить, что колебания однозначно связаны с распространением в кристалле доменов, то из-за сильной нелинейности и нелокальности постепенно с ростом электрического поля возникает ситуация, когда в кристалле зарождается один АЭД, затем два, три и т.д. Тогда в соответствии с обычной картиной развития динамического хаоса частота колебаний будет меняться скачкообразно, что наблюдается в наших многочисленных экспериментах с длинными образцами с концентрацией 10^{15} см $^{-3}$. В образцах с концентрацией 10^{14} см $^{-3}$ происходит захват электронов потенциальными ямами. В частности, как известно, две монохроматические волны при их наложении друг на друга создают интерференционную картину. В этом случае нелинейный механизм возникновения акустоэлектрической неустойчивости, который приводит к развитию картины динамического хаоса, состоит в периодическом разрушении и возникновении АЭД из-за корреляции фаз акустических колебаний внутри самого домена. Эти колебания с одинаковыми частотами и близкими волновыми векторами в результате динамической интерференции создают такое суммарное электрическое поле внутри домена, которое то захватывает электроны в потенциальные ямы, тогда скорость электронов равна или близка к скорости звука, то становится столь мало, что электроны (дырки) вырываются из потенциальных ям и ток цепи резко увеличивается. Из-за того, что число интерферирующих пар акустических волн может быть достаточно велико, этот нелинейный механизм может существенно изменить значение тока — от омического значения до значения, близкого к насыщению, т.е. $j = en_0v_s$ (n_0 — концентрация электронов) [6].

Рассматриваемый нелинейный механизм возникновения неустойчивости, приводящий к развитию динамического хаоса, пригоден для одномодового сигнала, но не может быть положен в основу модели, в которой с самого начала рассматривается много волн со случайными фазами и без учета какого-либо механизма фазовой синхронизации. Для создания многомодового акустического шума, приводящего к развитию хаоса, необходимо учесть физическую причину образования АЭД за счет возникновения АЭ силы, которая действует на электроны со стороны неравновесных фононов.

В используемом обычно приближении для АЭ силы (в так называемом квазилинейном приближении) считается, что каждая мода (гармоника) порождает свою парциальную АЭ силу, а при многомодовом (широкополостном) АЭ шуме каждая парциальная часть вносит независимый вклад в АЭ силу. Например, АЭ сила от

двух акустических волн с частотами ω_1 и ω_2 в квазилинейном приближении будет равна алгебраической сумме АЭ сил, соответствующих этим частотам. Если же в системе имеется корреляция фаз (волн) с частотами ω_1 и ω_2 , то общая АЭ сила уже не будет равна алгебраической сумме парциальных АЭ сил. Именно этот механизм приводит к резкому изменению картины возникновения или уничтожения АЭ доменов, что является, на наш взгляд, причиной образования динамического хаоса.

Полученная нами подробная картина динамического хаоса, область изменения фазовых траекторий и соответствующие им спектральные портреты колебаний тока позволили обосновать модель развития звуковой неустойчивости, связанной с состоянием динамического хаоса в акустоэлектронных системах.

Авторы признательны В.И. Пустовойт за обсуждения.

Список литературы

- [1] Ю.В. Гуляев, В.И. Пустовойт. ЖЭТФ **104**, 4, 3457 (1993).
- [2] Р.И. Баширов, В.И. Пустовойт, В.З. Жохов, Н.Н. Либерман, В.В. Жохов. Тез. XIV Всесоюзной конференции по акустоэлектронике и физической акустике твердого тела. Кишинев (1989). Ч. 1. С. 12.
- [3] R.I. Bashirov, V.I. Pustovoit, V.Z. Zhokhov, N.N. Liberman, V.V. Zhokhov. IV National scientific technical conference with international participation "Acoustoelectronics-89". Varna, Bulgaria (1989). Vol. 1. P. 270.
- [4] И.К. Камиллов, Р.И. Баширов, В.И. Пустовойт, В.З. Жохов, Н.Н. Либерман, В.В. Жохов. Тез. XII Всесоюзной конференции по физике полупроводников. Наук. думка, Киев (1990). Ч. 2. С. 160.
- [5] И.К. Камиллов, Р.И. Баширов, В.И. Пустовойт, В.З. Жохов, Н.Н. Либерман, В.В. Жохов. Материалы конференции "Акустоэлектронные устройства обработки информации на поверхностных акустических волнах". М. (1990). С. 275.
- [6] И.К. Камиллов, Р.И. Баширов, В.И. Пустовойт, В.З. Жохов, Н.Н. Либерман, В.В. Жохов. XI Всесоюзная акустическая конференция. М. (1991). С. 49.
- [7] В.З. Жохов, А.А. Степуренко, М.-Р.А. Магомедов. ФТТ **10**, 12, 2361 (1976).
- [8] В.З. Жохов, А.А. Степуренко. ФТП **13**, 1, 203 (1979).
- [9] А.Д. Беляев, Н.Н. Либерман, А.И. Морозов. Материалы X Всесоюзной конференции по квантовой акустике и акустоэлектронике. Изд-во "ФАН", Ташкент (1978). С. 142.
- [10] F. Guillon, I.L. Neugeux, S.L. Cyr et al. Springer Series in Solid-State Sciences (1993). Vol. 112. P. 168.
- [11] C.W. Skorupka, L.M. Pecora, T.L. Carroll et al. Phys. Rev. **B42**, 14, 9252 (1990).
- [12] I.L. Neugeux, F. Guillon. Phys. Rev. **A45**, 8, R5366 (1992).
- [13] П.Н. Горлей, Н.Я. Кушнер, В.А. Шендеровский. Укр. Физ. журнал **34**, 1, 102 (1989).
- [14] А.П. Гапонов-Грехов, М.И. Рабинович. Нелинейная физика. Стохастичность и структуры. Физика XX века: Развитие и перспективы. Наука, М. (1984). С. 250.