

05;12

©1995 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ГЕЛИКОИДА

И.А.Ковалев, С.Л.Круглов

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182, Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 12 июля 1994 г.)

В окончательной редакции 28 декабря 1994 г.)

Исследовались электрофизические особенности принципиально новой конструкции магнита — сверхпроводящего геликоида. В сверхпроводящем геликоиде лабораторного масштаба экспериментально исследовались радиальное распределение магнитного поля, криостатическая (стационарная) и динамическая (нестационарная) устойчивость (стабильность) сверхпроводящего состояния. В соответствии с моделью критического состояния транспортный ток по мере роста сначала заполняет внутреннюю часть обмотки и далее продвигается в глубину к внешнему радиусу. Особенностью распределения магнитного поля в геликоиде, отличающей его от обычных сверхпроводящих магнитов, является отсутствие в толще обмотки обратного магнитного поля, притивоположного по направлению поля в центре магнита. Определены причины этого явления и предложена расчетная модель, позволяющая с хорошей точностью получить радиальное распределение поля, соответствующее измеренному. Выяснено, что при непосредственном охлаждении жидким гелием при температуре 4.2 К только цилиндрических поверхностей обмотки геликоид стационарно устойчив к любым ограниченным во времени возмущениям при конструктивной плотности тока $J < 7 \cdot 10^7$ А/м². Скорость изменения индукции магнитного поля в обмотке $B < 10^{-2}$ Тл/с обеспечивает динамическую стабильность и гарантирует достижение критического состояния во всем поперечном сечении геликоида, когда он несет максимальный транспортный ток.

Введение

Сверхпроводящий геликоид [1] является принципиально новой конструкцией сверхпроводящей обмотки и представляет собой множество расположенных в ряд параллельных композитных сверхпроводников, соединенных в единое целое по плоской винтовой спирали, например спаянных (рис. 1). Геликоид обладает рядом преимуществ по сравнению с обычными сверхпроводящими магнитами. К таким преимуществам относятся естественная оптимизация обмотки по плотности тока, поскольку геликоид фактически является массивным композитным сверхпроводником и в каждой его точке в соответствии с моделью

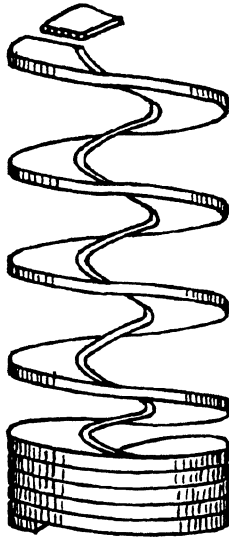


Рис. 1. Сверхпроводящий геликоид.

критического состояния (МКС) [2] плотность тока равна критической (или нулевой); высокая механическая жесткость, так как силы Лоренца и изгибающие механические моменты воспринимаются всем плоским витком; возможность использования в таких конструкциях нетрадиционных сверхпроводящих материалов с низкими механическими свойствами, в частности высокотемпературных сверхпроводников.

Уникальные свойства геликоида наиболее применимы в тороидальных сверхпроводящих магнитных системах (СМС) установок управляемого термоядерного синтеза типа токамаков [3]. Основные проблемы этих СМС, такие как большие транспортные токи (> 20 кА), плотность тока, близкая к критической, запредельные механические напряжения в проводнике от сил Лоренца и наличие механических изгибающих моментов, могут быть решены с помощью геликоидальной обмотки. Возможным ограничением практического использования геликоида может стать невысокая электродинамическая стабильность — устойчивость к возникновению скачков магнитного потока в обмотке геликоида, которые разрушают сверхпроводящее состояние.

Цель работы — исследование электрофизических особенностей сверхпроводящего геликоида. В первую очередь необходимо определить условия криостатической (стационарной) и электродинамической (нестационарной) стабильности сверхпроводящего состояния в геликоиде.

Экспериментальный геликоид

Объектом исследований служил геликоид с 71 плоским витком внутренним радиусом 12 мм, наружным 27 мм, высотой 62 мм. Каждый виток состоял из 15 композитных сверхпроводящих и 15 медных проводов диаметром 0.5 мм, чередующихся между собой и спаянных по винтовой спирали по технологии, описанной в [4]. Композитные провода заключали в себе 210 ниобий-титановых жил диаметром 25 мкм в медной

матрице с коэффициентом заполнения сверхпроводящим материалом 50%. В качестве межвитковой изоляции использовалась полиамидная пленка толщиной 50 мкм. Обмотка геликоида была плотно сжата, поэтому хладагент непосредственно контактировал только с внутренней и внешней цилиндрическими поверхностями обмотки.

Для исследований криостатической стабильности на центральном витке были расположены тонкие точечные нагреватели, занимающие не более 0.5% площади витка. Реальные тепловые возмущения, которые встречаются в механически напряженных сверхпроводящих обмотках, моделировались разрядом конденсатора на нагреватели с характерным временем 0.9 мс. Для определения распределения осевого магнитного поля по радиусу обмотки геликоида на витке, прилегающем к центральному, через 1 мм были расположены 14 датчиков Холла, первый из которых был расположен на радиусе 13 мм, а последний на радиусе 26 мм.

Особенности распределения магнитного поля в обмотке геликоида

На рис. 2 представлено распределение осевого магнитного поля по радиусу обмотки в ее средней плоскости для трех значений транспортного тока. Значения магнитного поля фиксировались в режиме ввода тока. Из рисунка видно реальное действие МКС по всему сечению: по мере роста ток сначала заполняет с критической плотностью внутреннюю часть обмотки и продвигается в глубину к внешнему радиусу. Рис. 2 демонстрирует интересную особенность в распределении поля в геликоиде, отличающую его от обычных обмоток. Она заключается

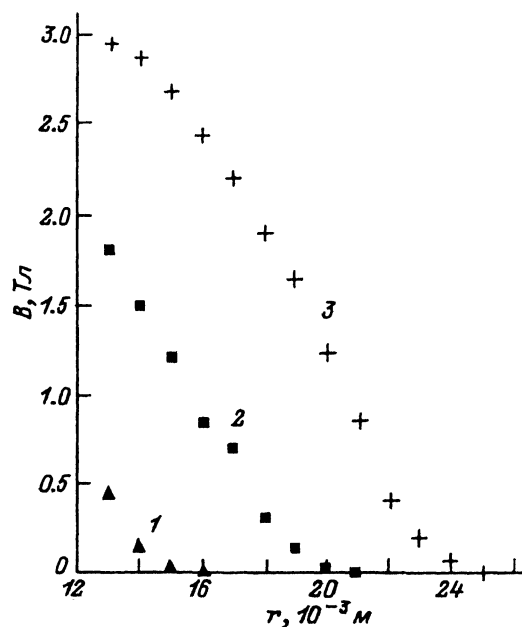


Рис. 2. Распределение индукции осевого магнитного поля по радиусу обмотки геликоида в режиме ввода тока ($I = 9$ А/с, $B = 10^{-2}$ Тл/с).
 I , А: 1 — 1000, 2 — 2000, 3 — 3000.

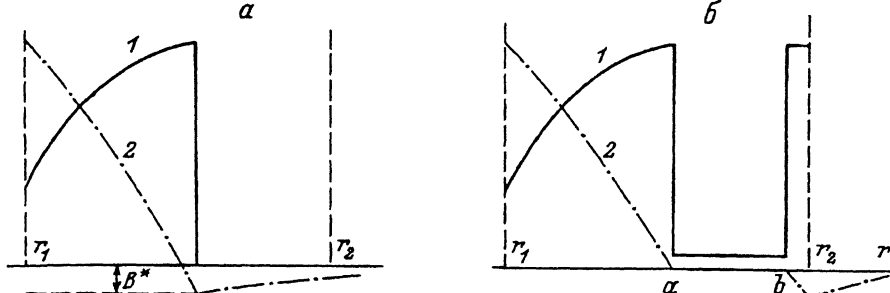


Рис. 3. Схематичное распределение плотности тока (1) и индукции осевого магнитного поля (2) по радиусу обмотки геликоида в соответствии с моделью критического состояния ($r_{1,2}$ — внутренний и внешний радиусы обмотки) (а) и с учетом экранирующего тока между точками a и r_2 (б).

в отсутствии на периферии обмотки области с обратным полем, противоположным по направлению полю в центре. Этот эффект объясняется вытеснением небольшой части транспортного тока на внешний радиус обмотки. Эта часть тока экранирует обратное поле в толще обмотки и оно появляется только в месте протекания этого экранирующего тока. Измерение зависимости критического тока короткого образца сверхпроводящего провода геликоида I_c от индукции магнитного поля B показали, что для $B < 6$ Тл он хорошо подчиняется закону

$$I_c(B) = \alpha_c(B + B_0), \quad (1)$$

где $\alpha_c = (1100 + 60) \text{ А} \cdot \text{Тл}$, $B_0 = 2.7 \text{ Тл}$.

Для расчета магнитного поля в толще геликоида была предложена модель радиального распределения плотности тока, схематично показанная на рис. 3. Сначала определялось распределение магнитного поля при заполнении током поперечного сечения обмотки геликоида в соответствии с законом (1) и вычислялось максимальное значение обратного поля B^* в центральной плоскости обмотки (рис. 3, а). Затем вводились два модельных параметра: ток в крайнем сверхпроводящем проводе на внешнем радиусе I_{br} (рис. 3, б), ток между основным токовым профилем и крайним проводом I_{ab} . Эти параметры линейно связаны с максимальным обратным полем B^* и транспортным током I

$$I_{ab} = c_1 B^* = c_2 I, \quad (2)$$

$$I_{br} = c_3 B^* = c_4 I. \quad (3)$$

Постоянные c_1 – c_4 зависят от размеров геликоида и составляют $c_1 = 30 \text{ А/Тл}$, $c_2 = 3 \cdot 10^{-3}$, $c_3 = 775$, $c_4 = 7.75 \cdot 10^{-2} \text{ А/Тл}$. Суммарный экранирующий ток составляет 8% от транспортного

$$I_{sc} = I_{ab} + I_{br} = 8 \cdot 10^{-2} I.$$

Сравнение расчета и измерений для распределения индукции магнитного поля по радиусу обмотки геликоида при транспортном токе $I = 3000 \text{ А}$ приведено на рис. 4. Видно вполне удовлетворительное совпадение в пределах точности экспериментальной зависимости I . Необходимо заметить, что по сравнению с обычными соленоидальными обмотками геликоид обладает лучшей однородностью магнитного

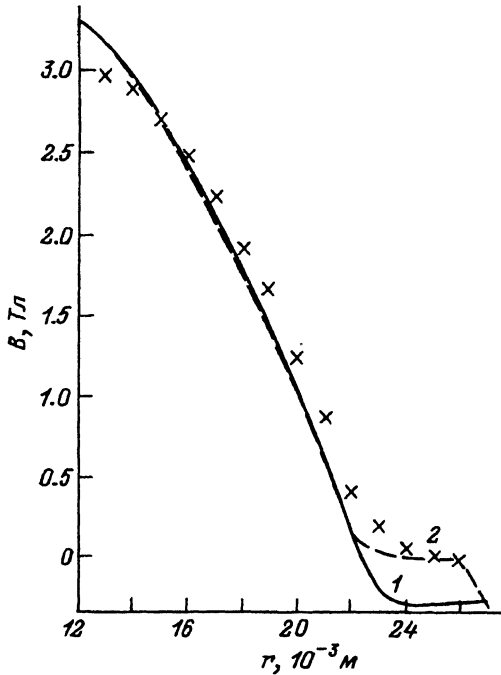


Рис. 4. Зависимость индукции осевого магнитного поля от радиуса обмотки геликоида в режиме ввода тока ($I = 9 \text{ A/c}$, $B = 10^{-2} \text{ Тл/с}$) при токе 3000 А.

Крестики — эксперимент, 1 — расчет в соответствии с моделью критического состояния, 2 — с учетом экранирующего тока.

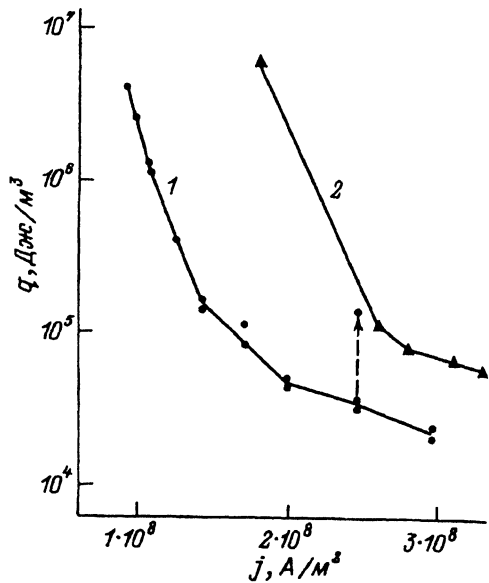


Рис. 5. Зависимость плотности критической энергии тепловых возмущений от конструктивной плотности тока для геликоида в режиме ввода тока ($I = 9 \text{ A/c}$, $B = 10^{-2} \text{ Тл/с}$).

1 — точечный нагреватель в центре обмотки геликоида, 2 — на одиночном композитном сверхпроводящем проводе.

поля. Для примера сравним однородность в сфере радиусом 1 см в центре у исследуемого геликоида и у обычной обмотки с теми же геометрическими размерами и конструктивной плотностью тока. В геликоиде однородность зависит от транспортного тока: чем он выше, тем ниже однородность. Так, при токе 2000 А (максимально допустимый ток 3820 А) однородность магнитного поля в центре геликоида выше, чем у обычной обмотки на 15%, а при токе 3000 А — на 4%. Общий уровень однородности у геликоида при предельных токах составляет 97% (в сфере 1 см) и является обычным в обмотках без специальных мер для повышения однородности таких, как внутренний и внешний пазы. Следует особо подчеркнуть, что уникальная технология изготовления геликоидальных обмоток [4] позволяет обеспечить любую конфигурацию обмотки, включая пазы.

Криостатическая стабильность

Главная цель этой части исследований — определение граничной плотности тока, обеспечивающей устойчивость сверхпроводящего состояния при любых ограниченных во времени возмущениях. Результаты этих исследований подробно изложены в [5]. Основными факторами, влияющими на устойчивость геликоида к тепловым возмущениям,

ям, являющимся уровнем электрического поля, определяемый скоростью ввода тока, и режим, в котором подается импульс тепла — режим запитки (ввод тока), или стационарный, после остановки ввода. Самые низкие критические энергии возмущений (переводящие в нормальное состояние) приходится на режим ввода тока. После остановки ввода критические энергии начинают существенно расти со временем. С увеличением скорости ввода тока в режиме запитки критические энергии уменьшаются.

Эти эффекты объясняются действием двух факторов. Первый — очень малые критические запасы по температуре (разность критической температуры сверхпроводника и температуры хладагента) из-за высокой, практически критической, плотности тока они составляют 10^{-2} К. Второй — нелинейность (размытость) вольт-амперной характеристики промышленных сверхпроводников [6]. В области токов, близких к критическим, сверхпроводники всегда обладают отличным от нуля электрическим сопротивлением. Величина этого сопротивления существенно меньше, чем у медного стабилизатора (в 10 000 раз). Существование этого сопротивления приводит в стационарном режиме к перераспределению тока по сечению геликоида. Ток стремится к равновесному распределению с одинаковым уровнем электрического поля в любой точке сечения геликоида. Характерные времена достижения равновесного распределения тока по сечению геликоида очень велики, зависят от транспортного тока и составляют $10^3 - 10^4$ с.

На рис. 5 представлены зависимости плотности критической энергии возмущений, моделируемых точечным нагревателем, от конструктивной плотности тока для геликоида (нагреватель в центре витка) в режиме запитки и для отдельного композитного ниобий-титанового провода 0.5 мм [7]. Провод по свойствам близок к проводам, составляющим геликоид. Половина периметра провода непосредственно контактирует с жидким гелием (у исследуемого геликоида эта цифра равна 14%). Провод был расположен в перпендикулярном магнитном поле с индукцией 6 Тл, что делает примерно одинаковыми критические конструктивные плотности тока провода и геликоида.

Из рис. 5 видно, что устойчивость к возмущениям у одиночного провода выше, чем у геликоида, за счет большего критического запаса по температуре (0.5 К) и существенно лучшего охлаждения. Ослабление устойчивости геликоида по сравнению с отдельным проводом компенсируется существенно более высокой объемной теплоемкостью за счет свинца в припое (примерно в три раза выше) и возможностью двумерного распространения тепла [8].

Исследуемый геликоид показал вполне приемлемые для практики плотности критических энергий. Для примера приведем плотности энергии тепловыделений реальных возмущений механического происхождения, измеренных экспериментально. Тепловыделения от трещин в связующих витки изолирующих материалах составляют при температуре жидкого гелия $10^3 - 1.8 \cdot 10^4$ Дж/м³ [9], от актов быстрого проскальзывания при межвитковом трении — $2.5 \cdot 10^2 - 10^6$ Дж/м³ [10].

После остановки ввода тока критические энергии возмущений у геликоида растут со временем из-за снижения локальных значений плотности тока в месте расположения нагревателя, обусловленного процессом перераспределения тока по сечению геликоида. Для примера на

рис. 5 стрелкой показан рост критической энергии за 20 мин после остановки ввода тока. Область криостатической стабильности, где критические энергии неограниченно возрастают у одиночного провода, составляют $J < 1.8 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$. У геликоида из-за худшего охлаждения она ниже $J < 7 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$. Необходимо заметить, что охлаждение геликоида можно существенно улучшить, например, организацией межвитковых каналов [1]. Легко показать, что условия криостатической (стационарной) стабильности слабо зависят от размеров геликоида. В силу этого полученный результат является общим для геликоидов с такой же интенсивностью охлаждения. Нужно подчеркнуть, что граничная конструктивная плотность тока, обеспечивающая условия стационарной стабильности ($7 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$), является очень высокой величиной для крупных СМС. Например, в СМС первого в мире сверхпроводящего токамака Т-7, созданного в СССР, конструктивная плотность тока $J = 3.1 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ в магнитном поле $B = 4.1 \text{ Тл}$.

Динамическая стабильность

Цель этой серии экспериментов — исследование влияния способа охлаждения на динамическую стабильность геликоида. На рис. 6 сравниваются зависимости тока перехода в нормальное состояние, вызванного скачком магнитного потока, от скорости ввода тока (координаты перепада магнитного поля при скачке от скорости роста поля в геликоиде можно получить при использовании коэффициента $1.1 \cdot 10^{-3} \text{ Тл/А}$)

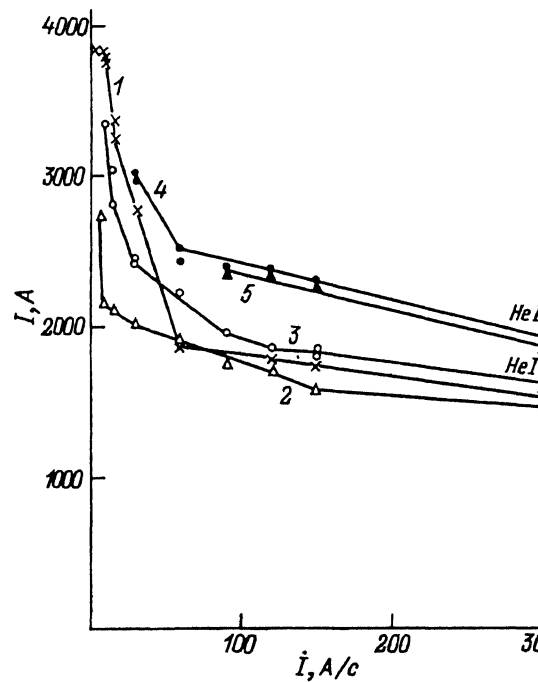


Рис. 6. Зависимость тока перехода в нормальное состояние, вызванного скачком магнитного потока в обмотке геликоида, от скорости ввода тока при различных состояниях хладагента.

1 — 4.2 К, 2 — 2.2 К недогретый при 1 ата, 3 — 2.2 К насыщенный, 4 — 2.13 К насыщенный, 5 — 2.13 К недогретый при 1 ата.

при различных состояниях хладагента. Эти состояния: He I при 4.2 К; He I недогретый (при давлении 1 ата) и насыщенный при 2.2 К; He II недогретый и насыщенный при 2.13 К, т.е. непосредственно перед и после перехода жидкого гелия в сверхтекучее состояние.

Главным результатом этой части работы является определение для He I при 4.2 К области скоростей ввода тока ($J < 9$ А/с, $B < 10^{-2}$ Тл/с), где ток перехода перестает зависеть от скорости, что означает достижение критического состояния во всем сечении геликоида, когда он несет максимальный транспортный ток. Интересной особенностью является различие токов перехода в недогретом и насыщенном He I при 2.2 К. Объяснить ее можно малыми перегревами проводника при скачках (< 0.1 К), поскольку при этом у этих фазовых состояний разные механизмы теплопереноса [11]. У недогретого гелия это однофазная конвекция со значительно более низким коэффициентом теплоотдачи, чем пузырьковое кипение в насыщенном гелии. Этот факт подтверждает оценки перегревов при скачках в композитных сверхпроводниках, сделанные в [5]: 0.02–0.03 К для Nb–Ti и 0.2–0.3 К для Nb₃Sn. Эффект влияния сверхтекучего состояния хладагента составляет около 40% за счет способности пленки сверхтекучей компоненты проникать в толщу плотно сжатой обмотки, увеличивая периметр охлаждения витка.

Основные результаты

На основе проведенного экспериментального исследования можно сформулировать следующие основные результаты.

Распределение магнитного поля: распределение магнитного поля определяется действием “модели критического состояния” по всему сечению обмотки геликоида; в отличие от обычных обмоток в геликоиде отсутствует обратное поле; предложена расчетная модель, позволяющая с хорошей точностью получить радиальное распределение магнитного поля, соответствующее измеренному.

Криостатическая стабильность: при консервативном способе охлаждения только внешней и внутренней поверхностей геликоид стационарно стабилен при конструктивной плотности тока $J < 7 \cdot 10^7$ А/м²; на устойчивость геликоида к тепловым возмущениям сильно влияет уровень электрического поля, определяемый скоростью ввода тока, уменьшая критические энергии возмущений с ростом скорости ввода.

Динамическая стабильность: скорость ввода тока $J < 9$ А/с ($B < 10^{-2}$ Тл/с) гарантирует достижение критического состояния во всем сечении исследуемого геликоида при охлаждении He I при 4.2 К, когда он несет максимальный транспортный ток, увеличение охлаждаемого периметра проводника значительно поднимает порог устойчивости (сравнение He I с He II), улучшает теплоотдачи также увеличивает стабильность (сравнение насыщенного He I с недогретым He I при 2.2 К).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-03562-а).

- [1] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. № 6. С. 1366–1370.
- [2] Bean C.D. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. N 6. P. 250–253.
- [3] Keilin V.E., Kovalev I.A., Koreikin N.F. et al. // J. Fus. Energy. 1992. Vol. 11. N 1. P. 1–6.
- [4] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. АС СССР. № 1325587.
- [5] Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L., Pavin D.B. // Proc. of the 12th Intern. Cryog. Eng. Conf. Southampton (UK), 1988. P. 845–851.
- [6] Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Ju. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. P. 307–312.
- [7] Keilin V.E., Kovalev I.A., Kruglov S.L., Pavin D.B. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. N 12. P. 694–696.
- [8] Гуревич А.В., Минц Р.Г., Пухов А.А. // ДАН СССР. 1987. Т. 301. № 5. С. 1104–1107.
- [9] Maeda H., Iwasa I. // Cryogenics. 1982. Vol. 22. N 9. P. 473–476.
- [10] Доценко В.И. и др. Препринт ФТИНТ. Харьков, 1989. № 7–89. 20 с.
- [11] Кириченко Ю.А., Русинев К.В. Теплообмен в гелии I в условиях свободного движения. Киев: Наукова думка, 1983. 155 с.
-