

УДК 532.517.4.013.4:537.84

© 1989

ИЕВЛЕВ В. М., ЛЕВИН В. Б.

ЛАМИНАРИЗАЦИЯ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Предложен способ ламинаризации струйных течений электропроводной среды с помощью совместного использования продольного магнитного поля и входных устройств, формирующих в начальном сечении профиль скорости с плавным изменением на границе струи и низким уровнем возмущений. Выполнено экспериментальное исследование затягивания перехода к турбулентности в круглой затопленной струе, показавшее высокую эффективность способа.

1. Рассматривается течение электропроводной среды с постоянными физическими свойствами в однородном стационарном магнитном поле при малых значениях магнитного числа Рейнольдса. Принципиальная возможность подавления магнитным полем турбулентности в течениях с поперечным сдвигом скорости основана на результатах линейной теории устойчивости сдвиговых МГД-течений и теоретических исследований вырождения однородной МГД-турбулентности. Однако для турбулентных сдвиговых МГД-течений имеются лишь полуэмпирические теории, поэтому в настоящее время надежные результаты по подавлению магнитным полем турбулентности в сдвиговых потоках могут быть получены только с использованием экспериментальных данных. Ламинаризация течений в поперечном магнитном поле связана с сильной деформацией профиля осредненной скорости, поэтому наибольший теоретический, а для ряда задач — и прикладной интерес представляют течения в продольном поле.

Рассмотрим кратко результаты экспериментов различных авторов по подавлению продольным магнитным полем турбулентности в сдвиговых течениях жидкого металла. Эти результаты при определенных ограничениях (см., например, [1]) можно использовать при теоретических исследованиях течений низкотемпературной плазмы.

В экспериментах с течением в трубах [2, 3] в диапазоне значений числа Рейнольдса до $Re = U_1 d / \nu \approx 10^4$ (U_1 — среднерасходная скорость, d — диаметр трубы, ν — кинематическая вязкость жидкости) получено полное подавление развитой турбулентности, поступающей в магнитное поле, и снижение коэффициента гидравлического сопротивления λ до ламинарного уровня λ_l (при $Re = 10^4$, $\lambda_l \approx 0,5\lambda_0$, где λ_0 — значение, соответствующее развитому турбулентному режиму). Для нижнего критического числа Рейнольдса подавления турбулентности получена экспериментальная зависимость $Re_1 = Re_{01}(1 + 0,4N)$, где $Re_{01} = 2250$ — нижнее критическое число Рейнольдса в отсутствие магнитного поля, $N = \sigma B^2 d / \rho U_1$ — параметр МГД-взаимодействия, B — индукция магнитного поля, σ и ρ — электропроводность и плотность среды соответственно. При $N \gg 1$ эта зависимость принимает вид $(M/Re)_1 = 0,033$, где число Гартмана $M = (\sigma/\rho\nu)^{1/2} B d$.

С ростом значений Re и M возрастает длина стабилизации ламинарного течения L/d , необходимая для выработки параболического профиля скорости. С ростом числа Re для получения стабилизированного ламинарного течения необходимо повышать значения M и L/d , что связано с техническими трудностями. Поэтому при $Re > 10^4$ в экспериментах не были достигнуты значения $\lambda = \lambda_l$. Так, при $Re = 10^5$ отношение $\lambda_0/\lambda_l \approx 30$; в эксперименте [4] при $Re \approx 10^5$ и $M/Re \approx 0,035$ получено снижение λ примерно на порядок, а при дальнейшем повышении M коэффициент сопротивления оставался практически постоянным на уровне, согласующемся с оценкой значения λ для нестабилизированного ламинарного течения, соответствующего параметрам эксперимента. С учетом результатов экспериментов [2, 3] данные, полученные в [4], можно объяснить подавле-

нием турбулентности при $M/Re \approx 0,035$ с реализацией нестабилизированного ламинарного течения. При этом расширение диапазона значений числа Рейнольдса на порядок не привело к существенному изменению критического значения параметра M/Re .

В [5] с помощью термоанемометра определялись профили осредненной и пульсационной компоненты продольной скорости в струе ртути, вытекавшей в спутный поток. С ростом параметра МГД-взаимодействия до $N \approx 0,5$ интенсивность турбулентности снижалась примерно вдвое, а при дальнейшем повышении N до $\sim 1,2$ слабо возрастала. Максимальное уменьшение ширины струи и увеличение скорости на оси струи равнялось примерно двум. В [6] выполнен эксперимент с затопленной и спутной струей сплава индий – галлий – олово. Максимальное значение N было повышено на порядок, однако существенного усиления воздействия по сравнению с [5] не было обнаружено. В [7] исследован начальный участок спутной струи. При максимальном $N=8,2$ длина начального участка струи примерно в 1,7 раза превышала значение при $N=0$. Ширина слоя смещения с ростом N уменьшалась и при $N=8,2$ была меньше значения в отсутствие магнитного поля в ~ 2 раза.

Несмотря на достаточно большие значения параметра МГД-взаимодействия, подавление турбулентности в экспериментах со струями было значительно более слабым, чем в экспериментах с течением в трубах; режим течения в струях оставался весьма далеким от ламинарного.

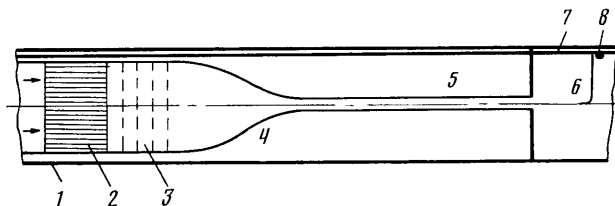
Для повышения эффективности воздействия продольного магнитного поля на струйные течения целесообразно использовать результаты экспериментальных исследований газовых струй (см., например, [8–11]). В этих экспериментах обнаружена сильная зависимость структуры течения от условий вблизи начального сечения струи: толщины пограничных слоев на разделяющей стенке, толщины следа за кромкой, масштаба и интенсивности возмущений в этих зонах. В МГД-течениях зоны с неоднородностью скорости порождают продольные сдвиговые слои, а развивающиеся в магнитном поле возмущения имеют вытянутую в направлении поля структуру. Поэтому условия в начальном сечении должны влиять на струйные течения в продольном магнитном поле на большей длине, чем в отсутствие поля.

В экспериментах [5–7] режим течения в начальном сечении струи был турбулентным. Пограничные слои на стенках трубы, из которой вытекала струя, и след за кромкой формировали начальный профиль скорости с двумя точками перегиба и большими локальными градиентами скорости $U' \gg U_1/d$. Большие локальные градиенты существенно снижают величину локального параметра МГД-взаимодействия $N_l = \sigma B^2 / \rho U \ll N$. В этих условиях воздействие магнитного поля ослабляется и на начальном участке струи развивается струйная турбулентность с крупномасштабными вихревыми структурами. В результате турбулентного перемешивания продольные сдвиговые слои на некоторой длине размываются и локальный параметр МГД-взаимодействия возрастает, однако ламинаризации течения препятствуют большие возмущения, развившиеся выше по потоку.

В экспериментах с газовыми струями [8–11] с помощью входных устройств, создающих в начальном сечении профиль скорости с плавным изменением на границе струи и низким уровнем возмущений, получено затягивание перехода к турбулентности и перемешивание, близкое к ламинарному. При разработке способа затягивания перехода к турбулентности при больших числах Рейнольдса авторы работ [9–11] исходили из результата линейной теории устойчивости, согласно которому при больших числах Re длина, на которой начальные возмущения усиливаются в заданное число раз, пропорциональна ширине зоны со сдвигом скорости. В продольном магнитном поле согласно линейной теории устойчивости без учета вязкости волновое число и инкремент наиболее быстро развивающихся возмущений существенно снижаются с ростом параметра N . Соответственно этому длина перехода к турбулентности должна существенно повышаться с ростом N . Линейная теория с учетом вязкости показывает, что для $M > 1$ зависимость критического числа Re_c от M хорошо аппроксимируется соотношениями: $M/Re_c = 0,09$ – для плоской струи [12]; $M/Re_c = 0,17$ – для слоя смещения [13]. Эти результаты указывают на принципиальную возможность ламинаризации продольным магнитным полем струйных течений электропроводной жидкости. Как и для течений в отсутствие магнитного поля, длина перехода, включающая участок нелинейного развития возмущений, в настоящее время может быть определена только с использованием экспериментальных результатов.

2. В данной работе ламинаризация струи жидкого металла осуществлялась затягиванием перехода к турбулентности при совместном воздействии продольного магнитного поля и входного устройства, формирующего в начальном сечении профиль скорости с плавным изменением на границе струи и низким уровнем возмущений.

В качестве входного устройства можно использовать, например, профилированный хонейкомб, изготовленный из тонкостенных трубок малого диаметра с переменной по радиусу длиной [9–11]. Однако при длительной работе жидкометаллического контура, несмотря на наличие в ресивере многослойного фильтра из мелкопористой сетки, не исключалась возможность накопления на стенках трубок хонейкомба окислов жидкого металла и искажения профиля скорости. При использовании трубок большого диаметра создание плавного профиля влетает за собой увеличение диаметра струи. Так, в экспериментах с газовыми струями [9–11] при диаметре трубок хонейкомба 1 мм диаметр струи был ~ 3 см. В [14] хонейкомб с размером



Фиг. 1

ячейки 3 мм формировал в потоке жидкого металла начальный профиль диаметром 6 см (в работе исследовалось влияние продольного магнитного поля на эволюцию генерируемой хонейкомбом мелкомасштабной турбулентности в слое с постоянным сдвигом скорости); было установлено, что продольное магнитное поле подавляет мелкомасштабную турбулентность в условиях, при которых в отсутствие поля происходит ее развитие).

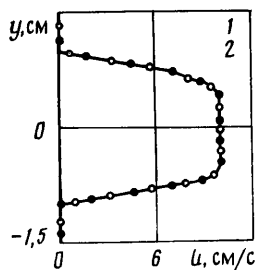
В данном эксперименте требовалось реализовать условия, при которых: а) длина перехода к турбулентности в струе значительно превышает соответствующую величину в отсутствие поля; б) стабилизирующее влияние стенки рабочего участка установки пренебрежимо мало.

Эксперименты выполнены на жидкометаллическом контуре, заполненном эвтектическим сплавом индий – галлий – олово (первые результаты конспективно изложены в [15]). Рабочий участок представлял собой цилиндрическую трубу 1 (фиг. 1) с внутренним диаметром 15 см, расположенную в отверстии охлаждаемого водой соленоида. Перед заполнением жидким металлом контур вакуумировался; для облегчения удаления газовых пузырей ось рабочего участка имела наклон к горизонту $\sim 15^\circ$. Магнитное поле однородно на длине 1,3 м с точностью до 3%. Использовалось входное устройство 2–5 (фиг. 1). Выравнивание потока и снижение входных возмущений осуществлялось с помощью равномерного хонейкомба 2, мелкопористых сеток 3 и конфузора 4. Для устранения влияния магнитного поля на начальный профиль скорости стенка конфузора проходила близко к соответствующей силовой линии поля рассеяния соленоида. Для создания в начальном сечении плавного изменения скорости на границе струи конфузор был состыкован с цилиндрической трубой 5 с внутренним диаметром 2 см и длиной 35 см, на стенке которой вырабатывался ламинарный пограничный слой. Эксперимент выполнен с затопленной струей. Согласно линейной теории, в затопленной струе неустойчивые возмущения развиваются быстрее, чем в спутной, что уменьшает длину перехода и затрудняет ламинаризацию.

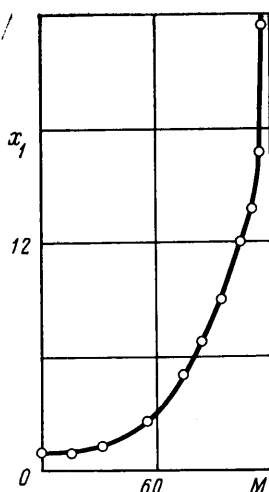
В экспериментах с затопленной струей в зоне с турбулентным режимом в результате эжекции в рабочем участке возникает рециркуляционное течение. Воздействие магнитного поля на это течение искажает результаты воздействия на турбулентное расширение границы струи. Для устранения рециркуляционного течения в [5–7] вводился спутный поток. Однако при этом появлялось более сильное искажающее воздействие неустойчивого следа за кромкой трубы, разделяющей струю и спутный поток. В данной работе в исследуемой зоне (на длине перехода) эжекция близка к ламинарному уровню, а отношение диаметров рабочего участка и струи $D/d=7,5$ достаточно велико, поэтому рециркуляция и стабилизирующее воздействие стенки рабочего участка практически не влияют на результаты.

В МГД-эксперименте влияние переднего следа усиливает требование к уменьшению загромождения потока измерительными устройствами. Вследствие этого в струю вводились только тонкие электроды датчика кондукционного анемометра и сплюснутый конец трубки Пито 6 (фиг. 1). Оба датчика консольно крепились к трубе координатника 7, расположенной у стенки трубки рабочего участка.

Отбор статического давления производился на расстоянии 4 см от оси струи. При этом учитывалось, что при эжекции, близкой к ламинарному уровню, изменение статического давления по радиусу пренебрежимо мало, а при использовании в продольном магнитном поле трубки Прандтля возникает погрешность в измерении статического давления. Перепад давлений измерялся спиртовым U-образным



Фиг. 2



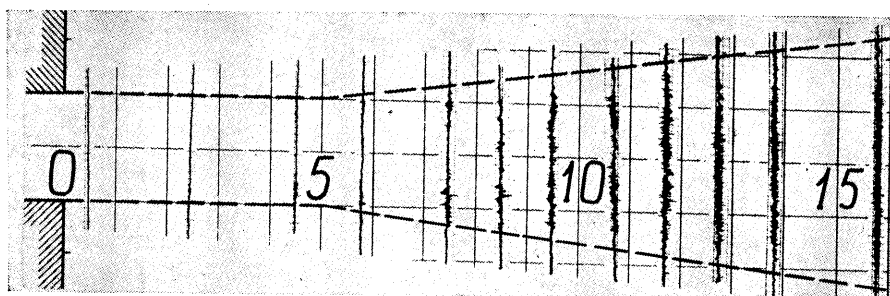
Фиг. 3

пъезометром с погрешностью не более 0,2 мм. С помощью четырехэлектродного датчика кондукционного анемометра с расстоянием между электродами 2 мм и трехканального усилителя, смонтированного на базе интегральных микросхем, на ленте самописца НЗ27-5 производилась регистрация разностей потенциала, соответствующих радиальной и азимутальной компонентам пульсационной скорости и пульсационному току в направлении магнитного поля. Первый каскад усилителя 8 (фиг. 1) имел коэффициент усиления $\sim 4,4 \cdot 10^4$ и для снижения влияния наводок размещался внутри рабочего участка на трубе координатника. Второй каскад являлся активным RC-фильтром с коэффициентом усиления ~ 10 . Использовался диапазон самописца с чувствительностью 0,2 В/см. Коэффициенты усиления в заданной полосе пропускания 0–100 Гц были практически постоянны и не зависели от магнитного поля соленоида.

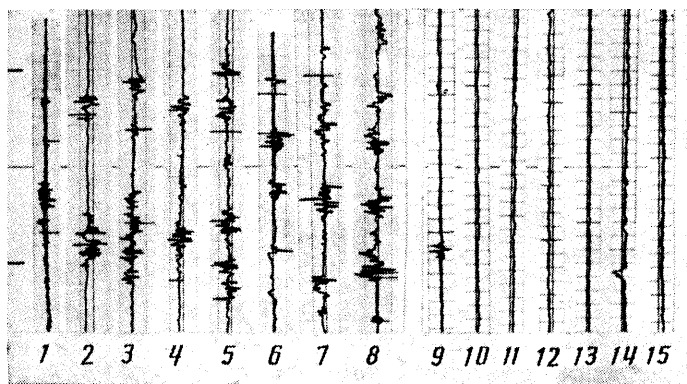
3. Эксперименты выполнены при скорости на оси струи в начальном сечении $U_{m0} = 10,5$ см/с, толщине пограничного слоя на срезе трубы $\delta = 0,5$ см и числе $Re = U_{m0}d/\nu = 3300$. Измеренный на расстоянии от среза трубы $x = 0,3$ см профиль скорости приведен на фиг. 2. Точки 1 соответствуют $B = 0$; 2 — максимальному в данном эксперименте значению $B \approx 0,2$ Т ($M \approx 120$). Из фиг. 2 следует, что в данном эксперименте магнитное поле практически не влияет на начальный профиль скорости. Для ряда значений B в различных сечениях измерялись распределения осредненной скорости и записывались сигналы кондукционного анемометра в процессе перемещения датчика поперек струи со скоростью 0,5 мм/с.

Длина перехода x_* определялась двумя способами: по излому линии границы струи и по излому линии полуширины профиля, соответствующей значениям $U = 0,5U_m$. Граница струи определялась графической экстраполяцией к линии $U = 0$ измеренного распределения $U(y)$. Безразмерная длина перехода $x_1 = x_*/x_{*0}$, где x_{*0} — значение x_* при $B = 0$, в диапазоне $x_1 \gg 1$ практически не зависела от способа определения x_* . Вблизи $x_1 \sim 1$ величина x_* определялась по излому линии границы струи, так как этот способ более соответствует определению x_* в экспериментах с газовыми струями [8–11], которое производилось с помощью визуализации течения. Полученное значение $x_{*0} = 4$ см ($x_{*0}/\delta = 8$) согласуется с результатами экспериментов [8, 10] с затопленными струями газа, истекающими из цилиндрической трубы. Зависимость безразмерной длины перехода от числа Гартмана приведена на фиг. 3. Вблизи $M \approx 116$ ($M/Re \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$) усиление роста x_1 с увеличением M столь велико, что свидетельствует о приближении к устойчивому режиму. Это подтверждается результатами регистрации сигналов кондукционного анемометра.

Записи сигналов, соответствующих радиальной и азимутальной пульсационной скорости и пульсационному току, не имели принципиальных



Фиг. 4



Фиг. 5

различий. На фиг. 4 представлены распределения поперек струи записей сигнала кондукционного анемометра при значении $V=2,8 \cdot 10^{-2} C$ ($M \approx 17$), начиная с которого производились измерения (цифрами указаны значения x в см, пунктирной линией отмечена граница струи). На фиг. 5 приведены характерные записи, относящиеся к $M \approx 83$ (отмечены цифрами 1–8) и $M \approx 106$ (отмечены цифрами 9–15); цифры соответствуют следующим значениям x (в см): 1–20, 2–25, 3–27, 4–32, 5–35, 6–40, 7–45, 8–15–50. На фиг. 5 черточки слева соответствуют границе струи в начальном сечении. Характерный уровень пульсационной скорости на фиг. 5 примерно на порядок меньше соответствующей величины на фиг. 4.

Проявляющаяся в записях сигналов кондукционного анемометра несимметричность развития возмущений связана, по-видимому, с отклонением начального распределения скорости от осесимметричного (фиг. 2). Аналогичное отклонение развития возмущений от осесимметричного наблюдалось также в экспериментах с газовыми струями. Для $M \approx 83$ (фиг. 3) $x_1 \approx 6,3$, откуда $x_* \approx 25$ см; при $x > 25$ см наблюдается весьма слабое развитие возмущений (фиг. 5, 1–8). При $M \approx 106$ ($M/Re \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$) записи, полученные при многократном прохождении датчика поперек струи при $x=50$ см, (фиг. 5, 9–15), соответствуют аппаратурному фону, на котором изредка появляются слабые всплески, связанные со случайными изменениями начальных условий (аналогичная нерегулярность режима течения в области перехода отмечена в экспериментах с газовыми струями). При $M \approx 116$ ($M/Re \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$) указанные всплески не наблюдались вплоть до $x=100$ см (при $x > 100$ см неоднородность магнитного поля резко нарастала и измерения не проводились).

В данном эксперименте число $Re=3300$ превышает критическое значение в отсутствие магнитного поля в ~ 500 раз. На длине перехода расширение струи близко к ламинарному уровню. При $M \ll 116$ ($M/Re \ll$

$\ll 3,5 \cdot 10^{-2}$) расширение струи после перехода резко возрастает. С увеличением M это возрастание ослабляется; при $M \approx 116$ ($M/Re \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$) течение устойчиво.

При совместном использовании продольного магнитного поля и входных устройств, формирующих в начальном сечении профиль скорости с плавным изменением на границе струи и низким уровнем возмущений, получено качественное повышение эффективности стабилизирующего воздействия по сравнению с эффективностью этих воздействий в отдельности. В отличие от экспериментов [5–7] по воздействию магнитного поля в отсутствие указанных входных устройств в данном эксперименте при меньших значениях параметра МГД-взаимодействия ($N_{\max} \approx 4$) получено снижение перемешивания до уровня, близкого к ламинарному. В отличие от экспериментов с воздействием входных устройств в отсутствие магнитного поля [8–11] реализован устойчивый режим течения. Под воздействием магнитного поля длина перехода возросла в эксперименте в ~ 25 раз, ее дальнейший рост ограничивался длиной однородного участка магнитного поля соленоида.

Авторы благодарны В. Н. Коломейцу и В. П. Фоменко за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Иевлев В. М.* Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 256 с.
2. *Fraim F. W., Heiser W. H.* The effect of a strong longitudinal magnetic field on the flow of mercury in a circular tube // *J. Fluid Mech.* 1968. V. 33. № 2. P. 397–413.
3. *Красильников Е. Ю., Луцки В. Г., Николаенко В. С., Паневин И. Г.* Экспериментальное исследование течения электропроводной жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1971. № 2. С. 151–155.
4. *Левин В. Б., Чиненков И. А.* Экспериментальное исследование влияния продольного магнитного поля на гидравлическое сопротивление при турбулентном течении электропроводной жидкости в трубе // *Магнитная гидродинамика.* 1970. № 3. С. 145–146.
5. *Sajben M., Fay J. A.* Measurement of the growth of a turbulent mercury jet in a coaxial magnetic field // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 27. № 1. P. 81–96.
6. *Преображенский С. С., Чиненков И. А.* Экспериментальное исследование влияния продольного магнитного поля на турбулентные струи проводящей жидкости // *Магнитная гидродинамика.* 1970. № 2. С. 65–68.
7. *Баушев Б. Н., Красильников Е. Ю., Луцки В. Г., Паневин И. Г.* Смещение спутных струй в продольном магнитном поле // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1972. № 5. С. 33–44.
8. *Вулис Л. А., Живов В. Г., Ярин Л. П.* Переходная область течения в свободной струе // *Инж.-физ. журн.* 1969. Т. 17. № 2. С. 239–247.
9. *Навознов О. И., Павельев А. А.* О переходе к турбулентности в спутных струях // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1969. № 6. С. 131–136.
10. *Навознов О. И., Павельев А. А., Яценко А. В.* О переходе к турбулентности в затопленных и спутных струях // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1972. № 4. С. 148–154.
11. *Навознов О. И., Павельев А. А.* Влияние начальных условий на течение осесимметричных спутных струй // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1980. № 4. С. 18–24.
12. *Gotoh K., Nakata J.* Hydromagnetic instability of a two-dimensional jet at small magnetic Reynolds numbers // *J. Phys. Soc. Japan.* 1972. V. 32. № 2. P. 552–558.
13. *Gotoh K.* Hydromagnetic instability of a free shear layer at small magnetic Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* 1971. V. 49. № 1. P. 21–31.
14. *Борисов Б. П., Красильников Е. Ю., Платицек И. А., Селюто С. Ф.* Экспериментальное исследование течения с постоянным сдвигом скорости в продольном магнитном поле // XI Рижское совещ. по магнитной гидродинамике. Общие и теорет. вопросы МГД: Тез. докл. Саласпилс, 1984. С. 23–26.
15. *Коломейц В. Н., Левин В. Б., Фоменко В. П.* Затягивание перехода к турбулентности в струе продольным магнитным полем // IX Рижское совещ. по магнитной гидродинамике: Тез. докл. 1978. Т. 1. С. 24–25.

Москва

Поступила в редакцию
16.XI.1988