

ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ИМПЛОЗИИ ПРОВОЛОЧНЫХ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ЛАЙНЕРОВ

© 2019 г. Е. В. Грабовский^{a,*}, А. В. Браницкий^a, В. В. Александров^a, А. Н. Грицук^a,
К. Н. Митрофанов^a, И. Н. Фролов^a, Я. Н. Лаухин^a, А. В. Самохин^a,
В. П. Смирнов^a, А. О. Шишлов^a, А. Н. Грибов^a, А. А. Рупасов^b

^a ГНЦ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^b Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: angara@triniti.ru

Поступила в редакцию 02.11.2018 г.

После доработки 02.12.2018 г.

Принята к публикации 20.12.2018 г.

Приводятся данные экспериментов о движении внешнего края квазисферического лайнера из вольфрамовых проволок при токе 2–4 МА. Показано, что смещение внешнего края происходит позже, чем по расчету в модели гетерогенного лайнера. На краю квазисферического лайнера возникают неустойчивости, подобные возникающим в цилиндрическом лайнере из того же материала. Отмечено, что несмотря на различия в законе изменения индуктивности при сжатии квазисферического и цилиндрического лайнера для сжатия до ~ 0.4 от начального радиуса различие в энерговыкладе в эти лайнеры невелико.

DOI: 10.1134/S0367292119060064

ВВЕДЕНИЕ

Проволочные лайнеры, появившиеся как способ согласования мощных импульсных электрофизических генераторов с нагрузкой стали широко распространенным источником рентгеновского излучения. После изобретения импульсных генераторов на водяных линиях появилась возможность получать импульсы мегавольтного напряжения с длительностью 50–200 нс. Оптимизация таких линий привела к выходному импедансу единичной цилиндрической линии около 2 Ом, а для многомодульных установок еще меньше. Потребности генерации импульсов рентгена в области 50–1500 кэВ на подобных установках вызвали разработку многочисленных типов электронных диодов, создающих электронные пучки, облучающих анод и создающих тормозное излучение. Попытки эффективной передачи энергии генератора веществу в первых экспериментах на одиночных проволочках ограничивалась их высокой индуктивностью. Следующим шагом было создание низкоиндуктивных, в отличие от единичной проволочки, многопроволочных лайнеров. Такие технически простые, по сравнению с цилиндрами из сплошной фольги лайнеры, получили широкое распространение. Для генератора с длительностью импульса 100–200 нс при высоте-диаметре лайнера 1–2 см его масса при токе до 10 МА должна быть менее 1 мг. Цилиндр такой массы в

случае алюминия должен быть изготовлен из фольги толщиной в десятые доли микрона, что является непростой задачей.

Тем не менее, в работе [1] технические сложности создания сплошного фольгового лайнера были преодолены и на установке “Z” было проведено сравнение генерации рентгеновского излучения для лайнеров из проволок и сплошного цилиндра при одинаковом токе в одинаковых экспериментальных условиях. Было показано, что мощность рентгеновского импульса для проволочного лайнера вдвое выше, а его энергия в полтора раза выше, чем для сплошного цилиндра.

В работах [2, 3] было показано, что сжатие вольфрамовых проволочных лайнеров начинается не со взрыва проволок, как предполагалось по аналогии с одиночной проволочкой, а проходит через стадию плазмообразования. На этой стадии, названной в [2] “длительным плазмообразованием”, проволочки, не меняя своего положения, генерируют поток плазмы, которая смещается к центру лайнера. Как показано в [2] эта плазма переносит основную часть тока с магнитным полем, а процесс длится до исчерпания вещества проволок. В работах [2, 3] вычислена интенсивность производства плазмы в зависимо-

сти от тока m' . Эта интенсивность в единицах $\text{мкг}/(\text{с} \cdot \text{см})$ в соответствии с работой [2] равна

$$m'(t) = k \left(\frac{I(t)}{R} \right)^{1.8} \text{ мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс}). \quad (1)$$

Здесь I – ток в МА, R – радиус в сантиметрах, а коэффициент k зависит в основном от вещества. Скорость производства плазмы в работах [3] близка к определяемой формуле (1). В последующих работах были получены значения k для различных веществ [4]. Для вольфрама $k = 0.2$. В [4] показано, что для веществ различными атомными номерами, с уменьшением атомного номера элемента коэффициент k уменьшается.

Многочисленные эксперименты по сжатию цилиндрических проволочных лайнеров демонстрируют различные типы неустойчивостей, возникающих при сжатии. В [5] показано, что при токе, равном 2 кА, поступающем на алюминиевую проволочку диаметром 25 мкм, возникает перегревная неустойчивость. Развитие подобной неустойчивости наблюдалось в работе [6] по изменению индикатрисы лазерного рассеяния на поверхности взорванных проволок лайнера. Теневые оптические изображения не имеют достаточного разрешения для наблюдения неустойчивостей такого масштаба. Расчеты, приведенные в работе [6], дают масштаб порядка 10 мкм.

На следующей стадии имплозии при сжатии цилиндрических проволочных лайнеров на всех установках наблюдаются неоднородности с пространственным масштабом 100–200 мкм. Эти неустойчивости видны на теневых оптических и рентгеновских изображениях. Подобные зоны наблюдаются и при сжатии квазисферических проволочных лайнеров (КПЛ).

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В этой работе мы рассмотрим движение внешней оболочки КПЛ на начальной стадии сжатия и сравним его с результатами вычислений по формуле (1).

Типичное лазерное теневое изображение КПЛ показано на рис. 1. Изображение получено излучением длиной волны 0.53 мкм длительностью 0.5 нс. Этот лайнер состоит из 60 капроновых волокон диаметром 25 мкм. Расстояние до оси на экваторе – 1.0 см. Изображение получено в момент, когда ток составлял 1.8 МА, и по формуле (1) за время импульса должно быть испарено 20 мкг/см², что составляло 10% от полной массы. Момент выбран так, чтобы, с одной стороны, проволоки были уже разрезаны на изображениях, но существенного смещения еще не возникло, и можно было видеть начальное состояние лайнера. Для нас сейчас важно, что как на экваторе, так и вблизи полюсов контур КПЛ близок к сфере.

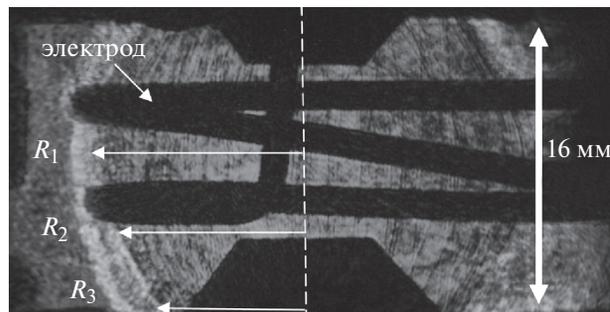


Рис. 1. КПЛ для пуска 5517: 60 капроновых волокон диаметром 25 мкм. Темная извилистая полоса – тень высоковольтного растягивающего проволоки электрода.

Все КПЛ, рассматриваемые нами, здесь имеют такой же размер, как указано на рис. 1, но собраны из 40 вольфрамовых проволочек диаметром 6 мкм. Мы будем рассматривать три радиуса показанные на этом рисунке: $R_1 = 10.4$ мм, $R_2 = 9.04$ мм, $R_3 = 6$ мм. Средняя плотность массы на этих радиусах для вольфрамовых проволочек диаметром $d_w = 6$ мкм равна

$$M_{wi} = \frac{40(d_w)^2 \rho}{8R_i}$$

Здесь $\rho = 19.25$ г/см³ – плотность вольфрама, R_i – соответствующий радиус. Соответствующие плотности равны 35, 39 и 59 мкг/см². Средняя поверхностная масса M_{wi} рассчитана усреднением массы проволочек по поверхности сферы с учетом того, что количество вольфрамовых проволочек на экваторе и у полюсов одинаково. Отсюда следует, что M_{wi} на экваторе меньше, чем на радиусе R_2 , а на радиусе R_3 больше, чем на радиусе R_2 .

Лазерные теневые изображения позволяют наблюдать картину смещения границы лайнера к оси. Стадии такого смещения для пуска 5766 показаны на рис. 2. На нем показаны три стадии сжатия КПЛ, состоящего из таких 40 вольфрамовых проволочек диаметром 6 мкм. В подписи на рис. 2 указан момент от начала тока через лайнер и величина тока в момент каждого изображения. Момент начала тока мы определяем по началу производной тока, что дает точность привязки 2–3 нс. На рис. 2 показана только половина КПЛ, на нем видны испаряющиеся и смещающиеся проволочки и электроды, растягивающие проволочки в сферу.

На рис. 2а видно, что на 92 нс на экваторе КПЛ наружный контур не изменил свое положение, вещество лайнера заполнило зону между начальным радиусом и примерно половиной начального радиуса. Вещество стало неоднородным – видны светлые и темные полосы перпендикулярные

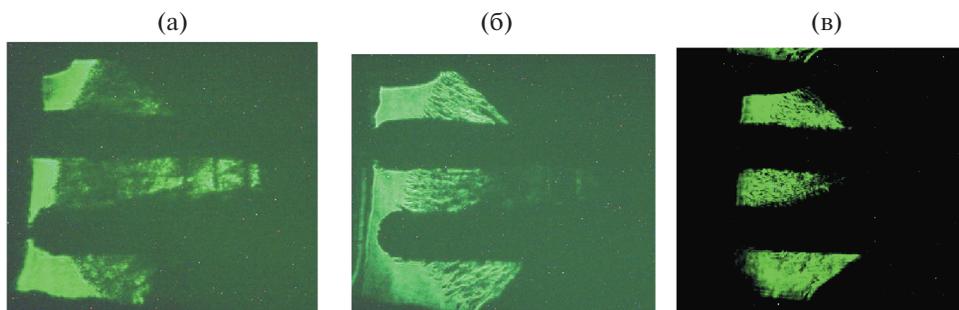


Рис. 2. Изображения КПЛ (теневые кадры) в различные моменты времени. Пуск 5766: t – время от начала тока до момента кадра, I – величина тока в момент кадра, M_{W1} , M_{W2} , M_{W3} – средняя плотность массы в $\text{мкг}/\text{см}^2$, испаренная на радиусе R_1 , R_2 , R_3 , в момент кадра по выражению (1): $t = 92$ нс, $I = 3$ МА, $M_{W1} = 49$, $M_{W2} = 59$, $M_{W3} = 119$ (а); $t = 110$ нс, $I = 3.4$ МА, $M_{W1} = 82$, $M_{W2} = 99$, $M_{W3} = 200$; $t = 122$ нс, $I = 3.5$ МА, $M_{W1} = 105$, $M_{W2} = 127$, $M_{W3} = 258$ (в).

начальному расположению проволочек КПЛ. Максимальная яркость прошедшего лазерного излучения в светлых полосах в ~ 1.5 раза выше, чем максимальная яркость излучения как вне зоны КПЛ, так и яркости излучения на изображениях непосредственно перед пуском. Это указывает на рефракцию проходящего лазерного излучения. Темные полосы могут быть связаны как с поглощением, так и с рефракцией, отклоняющей свет и выводящей его из апертуры регистрирующей оптики. При этом по формуле (1) должно быть испарено $49 \text{ мкг}/\text{см}^2$, что больше начальной средней плотности на экваторе.

На радиусах R_2 и R_3 на 92 нс наружные края КПЛ не смещены. Вещество на этих радиусах также стало неоднородным, также видны участки прозрачные для лазерного излучения. При этом по формуле (1) смещенное вещество на радиусах R_2 и R_3 в 1.5 и 2 раза превосходит среднюю плотность на этих радиусах. Нет заметной разницы в поведении вещества на R_2 и R_3 .

На рис. 2б на всех трех радиусах видны светлые и темные зоны в виде линий, которые чередуются вдоль проволочки и направлены к центру КПЛ. Эти зоны перпендикулярны наружному краю КПЛ как на экваторе, так и вблизи полюсов и имеют период около 0.2 мм. При этом внешний край плазмы, образованный проволочками, не смещен относительно начального положения.

На рис. 2в на всех трех радиусах также видны зоны повышенной-пониженной плотности, которые перпендикулярны проволочке. Эти зоны смещены к центру относительно начального положения. Рассчитанная по формуле (1) смещенная масса в 4–5 раз превосходит среднюю массу КПЛ на соответствующем радиусе.

Рисунок 2 типичен для сжатия вольфрамовых КПЛ. В тех случаях, когда теневые изображения попадают на моменты менее 120 нс от начала тока мы видим сначала вещество проволочек в виде те-

ни с зонами прозрачности как у экватора, так и у полюсов, затем видны зоны повышенной-пониженной плотности в виде “черточек”, перпендикулярных краю КПЛ, затем происходит смещение внешнего края тени плазмы к центру и в дальнейшем сжатие плазмы вблизи центра. При этом не наблюдается ожидаемое по формуле (1) более раннее смещение внешнего края плазмы на радиусе R_3 по сравнению с R_2 . Во всех экспериментах наблюдается более раннее смещение видимого края плазмы в нижней части КПЛ (в наших экспериментах это анод) по сравнению с верхним. Начало смещения видимого края плазмы на экваторе происходит позже, чем на верхней, катодной части.

Процесс сжатия всех КПЛ, рассмотренных здесь, одинаков с точностью до амплитуды тока, которая изменялась в интервале 3.3–3.6 МА. Теневые кадры, подобные рис. 2, получены в различные моменты сжатия КПЛ. Все изображения наружного края плазмы КПЛ, полученные в 19 экспериментах и рассмотренные в этой работе, можно разделить на три группы. Первая группа аналогична изображению в экваториальной области на рис. 2а. На этом изображении край КПЛ имеет четкую границу и на изображении отсутствуют светлые полосы. Вторая группа подобна изображению на рис. 2б. На нем зона КПЛ состоит из чередующихся светлых и темных полос, наружная граница плазмы не смещена по отношению к своему начальному положению. Третья группа видна на рис. 2в в верхней и нижней частях. Здесь наружная граница плазмы смещена к центру по отношению к своему начальному положению. Рассматривая набор экспериментальных данных, для нескольких кадров можно определить связь между рассчитанной по формуле (1) испаренной массой и группой, к которой относится изображение. Мы можем определить, при каком значении испаренной массы происходит

переход от первой группы ко второй и от второй к третьей. Наши данные указывают, что для экваториальной зоны, на радиусе R_1 переход от первой группы ко второй происходит при расчетном испарении 50–55 мкг/см², а переход от второй к третьей – при 80–85 мкг/см², т.е. при расчетном испарении 142–155% массы КПЛ на экваторе, а в верхней, анодной части переход от второй группы к третьей происходит при 65–70 мкг/см², т.е. при расчетном испарении 162–175% массы КПЛ на радиусе R_2 . Соответствующие величины испарения при радиусе R_3 определить не удается.

Внешняя граница КПЛ начинает смещаться при превышении расчетной массы, вычисленной по (1), массы лайнера более чем в полтора раза. В соответствии с работой [2] плазмообразование и смещение плазмы происходят одновременно. По нашим данным смещение плазмы происходит медленнее, чем по формуле (1). В работе [7] для цилиндрических лайнеров было показано, что интенсивность плазмообразования в местах расположения проволочек и сноса плазмы соответствует (1) только до некоторого момента. Измерения в [7] магнитного поля в плазме внутри цилиндрического лайнера демонстрируют, что с некоторого момента по мере исчерпания вещества проволочек в месте их первоначального расположения интенсивность плазмообразования уменьшается, несмотря на продолжающийся рост тока.

В течение большей части импульса тока снос вещества проволочек вместе с магнитным полем, измеренный в работе [7], соответствовал формуле (1) для цилиндрических вольфрамовых лайнеров и лайнеров из Al и Mo. Это соответствие наблюдалось несмотря на то, что в течение большей части времени плазмообразования плазма вблизи проволочек разделена на чередующиеся светлые и темные полосы как и в случае КПЛ (см., например, рис. 2в). Таким образом можно заключить, что в КПЛ при сжатии развиваются неустойчивости, подобные возникающим в цилиндрических лайнерах и, подобно цилиндрическим лайнерам, плазмообразование и смещение вещества проволочек происходит медленнее, чем дается формулой (1).

В работе [7] измерялось движение плазмы внутри начального радиуса цилиндрического лайнера. Наши измерения смещения и разрушения внешней границы КПЛ указывают на подобный характер изменения интенсивности плазмообразования.

Изменение интенсивности плазмообразования может быть учтено феноменологически, даже без теоретического объяснения механизма возникновения неустойчивостей. Численная коррекция интенсивности плазмообразования с учетом профиля магнитного поля внутри лайнера в

соответствии с измеренным в [7] и учет смещения внешней границы КПЛ позволит точнее рассчитывать соударение оболочек в двойных лайнерных схемах, подобных описанным в [8].

Еще одним обстоятельством, которое необходимо учитывать при использовании КПЛ и расчете мишеней УТС, является отличие закона изменения его индуктивности от закона для цилиндра. Для сравнения графиков изменения индуктивности, связанной с вложенной в сжимающийся лайнер энергией, на рис. 3 показана схема расположения электродов и трех лайнеров. Это КПЛ с начальным радиусом R_0 и два цилиндрических лайнера с радиусами R_0 и r_0 . Цилиндрические лайнеры, выбранные для сравнения с КПЛ, имеют радиус, соответствующий начальному радиусу КПЛ, R_0 , и радиусу r_0 конических электродов КПЛ в месте, где КПЛ соприкасается с ними в начальный момент сжатия. Цилиндрические лайнеры L_1 и L_2 сжимаются в направлении к точке 0 между электродами, находящимися на постоянном расстоянии h_c , обозначенными “Анод” и “Катод”, а КПЛ сжимается между конусными лайнерами, расположенными на рисунке от радиуса R_0 до радиуса R .

Здесь конструкция КПФЛ и электродов соответствуют работе [9]. Индуктивность камеры с лайнером зависит от параметров электродов: угла α_0 , радиусов r_0 , r_c , высоты камеры h_c , и радиуса сферического лайнера R . Для значений $R < R_0 = r_0 / \cos(\alpha_0)$ индуктивность сферического лайнера – линейная функция радиуса R . Эта индуктивность равна

$$L(R) = 2 \left[\ln \left(\frac{2r_c}{h_c} \operatorname{tg}(\alpha_0) \right) + 1 \right] h_c - 4 \ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\alpha_0}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right] R,$$

где L выражена в нГн. Для значений $\alpha_0 = 51^\circ$, $r_0 = 0.6$ см, $r_c = 7$ см и $h_c = 1.5$ см [9]

$$L(R) = 10.3 - 4.1R.$$

Для заданного тока при сжатии лайнера до 0.2 см напряжение на конических электродах со сферическим лайнером будет меньше напряжения с цилиндрическим лайнером приблизительно в 1.5 раза. Аналогичное соотношение будет для магнитной энергии, содержащейся в камере со сферическим и цилиндрическими лайнерами. Из рис. 3 видно, что при коэффициентах сжатия менее 0.4 изменение индуктивности цилиндрического лайнера больше, чем для КПЛ, следовательно, вложенная в лайнер энергия будет больше. Мы рассматриваем случай равенства токов через КПЛ и цилиндрический лайнер. Однако для двойной лайнерной схемы при коэффициен-

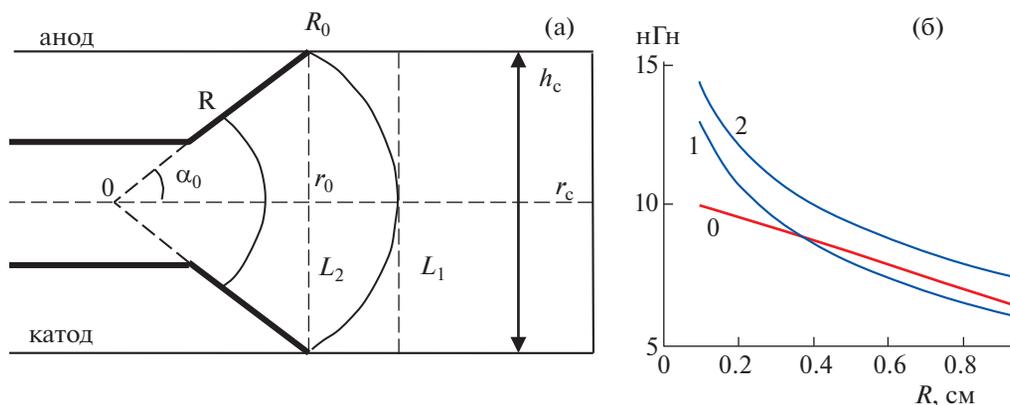


Рис. 3. Схема камеры с коническими электродами и сферическим лайнером (а), индуктивность сферического лайнера с коническими электродами (0) и цилиндрических лайнеров в камере с плоскими электродами в зависимости от радиуса (б): 1 – начальный радиус цилиндрического лайнера L_2 равен R , 2 – начальный радиус цилиндрического лайнера L_1 равен $R \cos \alpha_0$.

тах сжатия менее 0.4 изменение индуктивности для КПЛ и цилиндра близки.

ВЫВОДЫ

На основании данных, приведенных выше, мы полагаем, что расчеты КПЛ должны учитывать отличие скорости движения внешней границы лайнера от формулы (1). Это отличие качественно согласуется с уменьшением интенсивности плазмообразования, измеренным в работе [7]. Более детальные расчеты сжатия КПЛ могут быть сделаны при феноменологической корректировке выражения (1) таким образом, чтобы движение внешнего края КПЛ соответствовало измерениям. При сжатии КПЛ более чем в 2.5 раза вложенная в него энергия становится меньше, чем для цилиндрических лайнеров, что несколько понижает выигрыш в увеличении плотности потока мощности, который связан с трехмерным сжатием КПЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00491.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nash T.J., Deeney C., Chandler G.A., Sinars D.B., Cuneo M.E., Waisman E.M., Stygar W.A., Wenger D., Speas S., Leeper R.J., Seaman J.F., McGurn J., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Nielsen D., Hawn R., Seaman H., Keller K., Moore T., Wagoner T.C., LePell P.D., Lucas J., Schroen D., Russell C., Kernaghan M. // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. L65.
2. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Самохин А.А., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н. и др. // *Физика плазмы*. 2001. Т. 27. С. 89.
3. Bott S.C., Lebedev S.V., Bland S.N., Chittenden J.P., Ciardi A., Haines M.G., Sherlock M., Hall G., Rapley J., Ampleford D.J., Jennings C., Beg F.N., Palmer J. // *Phys. Rev. E*. 2006. V. 74. P. 046403.
4. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Александров В.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А. // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38. С. 866.
5. Oreshkin V.I. // *Phys. Plasmas*. 2008. V. 15. P. 092103.
6. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П., Александров В.В., Олейник Г.М., Оreshkin В.И., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Грибов А.Н., Самохин А.А., Сасоров П.В., Митрофанов К.Н., Медовщиков С.Ф., Хищенко К.В., Рупасов А.А., Болховитинов Е.А. // *Физика плазмы*. 2011. Т. 37. С. 1023.
7. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. С. 779.
8. Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. Т. 81. С. 556.
9. Александров В.В., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Сасоров П.В., Фролов И.Н., Шевелько А.П. // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. С. 1057.