

Investigate of mechanisms generation X-ray radiation in plasma of heavy elements Z-pinch charge

A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, A. S. Savelov, G. Kh. Salakhutdinov
Moscow Engineering Physics Institute, Russia

Results are presented of direct X-rays measurements and model calculations executed on the basis of experimentally registered electron spectra for emission from a fast Z-pinch in a medium of heavy elements.

УДК 533.9

О перспективах малорадиоактивного термоядерного реактора на основе обращенной магнитной конфигурации

А. Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Обращенная магнитная конфигурация (FRC — field reversed configuration) является одной из наиболее перспективных альтернативных систем магнитного удержания с высокими β . Поэтому она может рассматриваться как возможный вариант концепции реактора низкой нейтронной активности на смеси $D-^3He$. В связи с проблемой аномального транспорта в FRC обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания плазмы. Предложены скейлинги, основанные на различных физических предположениях. Проведен анализ соответствия предложенных скейлингов существующим экспериментальным данным.

Обращенная магнитная конфигурация [1, 2] — это цилиндрически симметричная магнитная ловушка с высоким β (β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). В FRC плазма удерживается в области замкнутых силовых линий магнитного поля, создаваемого как внешними магнитными катушками, так и диамагнитным током в плазме. Плазма располагается вокруг нейтрального слоя (нейтральной линии), в котором давление плазмы максимальное, магнитное поле $B = 0$ и $\beta = 1$. Границей плазмы является сепаратриса, отделяющая область замкнутых линий поля от области открытых линий. FRC относят к классу так называемых компактных тороидов. Говоря в терминах тороидальных систем, FRC обладает, как правило, высокой вытянутостью, аспектное отношение равно единице, а магнитное поле в ловушке считается практически полоидальным.

К настоящему времени в экспериментальных и теоретических исследованиях обращенных магнитных конфигураций и пинчей с обращенным полем (RFP — reversed field pinch) достигнут значительный прогресс [1—9]. Одной из важных проблем развития FRC является аномально высокий поперечный перенос. В ряде теоретических работ [10—15] для анализа аномального переноса используются теории, основанные на низкочастотной дрейфовой неустойчивости [10—12] либо нижнегибридной дрейфовой неустойчивости [12—15]. К сожалению, пока нет окончательного понимания причин аномального переноса в связи с тем, что не стави-

лись эксперименты в целях надежной прямой диагностики неустойчивостей.

Высокие β позволяют рассматривать FRC как систему удержания для малорадиоактивного реактора на $D-^3He$ -топливе.

В настоящей работе обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания частиц в FRC, основанные на различных физических предположениях. Цель работы — сравнить предложенные скейлинги с существующими данными экспериментов [11, 15—17]. Такое сравнение может быть полезно с точки зрения анализа возможных причин аномального переноса. Скейлинги, в свою очередь, представляют определенный интерес для оценок перспектив развития FRC и увеличения параметров системы.

Отметим, что экспериментальные данные [11, 15—17], видимо, соответствуют так называемому L -режиму, так как в этих экспериментах не ставилось целью формирование улучшенного удержания (H -режима). Первые эксперименты в направлении H -режима в системах типа FRC и FRP были поставлены сравнительно недавно и привели к заметному продлению времени жизни плазмы [5, 6].

Скейлинги для времени удержания

Приведенные ниже скейлинги представляют собой зависимости времени удержания частиц τ от трех пара-

метров, представленных для всех экспериментов, — радиуса сепаратрисы a , магнитного поля за сепаратрисой (поля внешних катушек) B_0 и так называемой полной температуры $T_t = T_i + T_e$ (T_i — температура ионов, T_e — температура электронов). В большинстве экспериментов, для которых представлены значения T_i и T_e , обычно выполняется соотношение $T_i \approx 2T_e$, и можно полагать $T_t \propto T_i \propto T_e$. Время удержания энергии τ^E порядка времени удержания частиц τ , обычно $\tau \approx 2\tau^E$.

В ряде работ ранее были построены скейлинги и выполнены оценки времени удержания. В экспериментах, обсуждаемых в работах [3, 16], исследовалось влияние на удержание параметра

$$s = \int_{r_0}^a \frac{r dr}{a \rho_i},$$

где ρ_i — циклотронный радиус ионов;

r_0 — радиус нуля магнитного поля.

Параметр s представляет собой среднее число циклотронных радиусов, укладывающихся между нулем магнитного поля и сепаратрисой. Анализ размерностей для выяснения влияния величины ρ_i на время удержания был применен в работе [18].

На основе теоретического анализа в [11] были получены оценки времени удержания, приведшие к скейлингам, пропорциональным бомовской зависимости от параметров a , B_0 и T_t .

Бомовская зависимость была также получена в работе [19] исходя из анализа движения отдельных частиц под действием системы низкочастотных дрейфовых возмущений с нелинейными резонансами. В этом случае коэффициент диффузии получился равным бомовскому, умноженному на квадрат относительной амплитуды возмущений концентрации. Следуя предположению о достаточно высоком уровне относительных возмущений ($\sim 30\%$), высказанному в [20] на основе анализа критерия стохастизации движения частиц, можно предложить бомовский скейлинг в виде

$$\tau_{\text{Bohm}} = 10a^2 B_0 T_t^{-1}. \quad (1)$$

Здесь и далее в скейлингах (4), (5) и (6) τ измеряется в секундах, a — в метрах, B_0 — в теслах, T_t — в электронвольтах.

Сравнение скейлинга (1) с данными экспериментов [11, 15–17] представлено на рис. 1, где τ_{exp} — время, достигнутое в экспериментах.

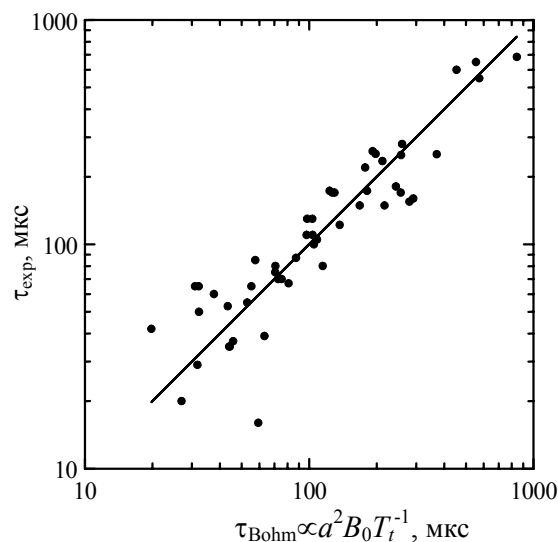


Рис. 1. Сравнение бомовского скейлинга с экспериментальными данными

При выводе коэффициента диффузии, соответствующего скейлингу (1), возможность того, что моды в радиальном направлении могут быть ограничены пределами, меньшими, чем размер плазмы, не рассматривалась. Фактически это означает, что моды считались глобальными. При этом смещение частиц под действием возмущающих полей Δr мало по сравнению с масштабом радиальной ширины мод $\delta_{\perp}$.

Обычно считается, что магнитное поле FRC чисто полоидальное, однако по ряду причин может возникать небольшая тороидальная составляющая [21, 22]. При наличии магнитного шира в неоднородной плазме развивается ионно-температурная градиентная (ITG) неустойчивость, моды которой локализованы по радиусу. В этом случае коэффициент диффузии можно вычислить следующим образом [23]:

$$D_{\perp} = \delta_{\perp}^2 \gamma,$$

где γ — характерное значение инкремента.

Время удержания оценивается как

$$\tau \approx \frac{a^2}{D_{\perp}}. \quad (2)$$

Исходя из результатов giroкинетических расчетов ITG [24] в случае слабого шира зависимости $\delta_{\perp}$ и γ следующие: $\delta_{\perp} \propto \rho_S$; $\gamma \propto V_{*e} \rho_S^{-1}$,

где $\rho_S = \frac{\sqrt{m_i k_B T_e}}{eB}$ — ларморовский радиус ионов,

вычисляемый по электронной температуре;

k_B — постоянная Больцмана;

e — заряд электрона;

$V_{*e} = \frac{k_B T_e}{eBL}$ — скорость диамагнитного дрейфа электронов;

$L \propto a$ — масштаб градиента концентрации.

Тогда

$$D_{\perp} \propto \frac{\rho_s k_B T_e}{L e B}. \quad (3)$$

Гиробомовская зависимость (3) коэффициента диффузии от параметров плазмы приводит к скейлингу

$$\tau_{\text{low-shear}} = 4 \cdot 10^3 a^3 B_0^2 T_t^{-3/2}. \quad (4)$$

На рис. 2 представлено сравнение скейлинга (4) с экспериментами.

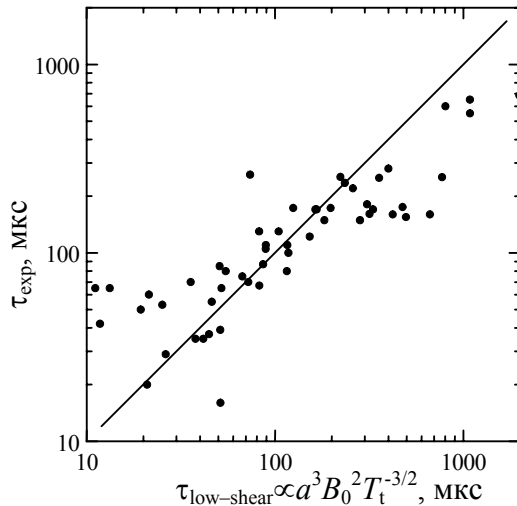


Рис. 2. Сравнение гиробомовского скейлинга с экспериментальными данными

Для глобальных мод $\tau \propto \gamma$. Для низкочастотной градиентной дрейфовой неустойчивости характерна следующая зависимость [25]:

$$\gamma \propto \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2 \omega_R^2}{k_{\parallel} \sqrt{2k_B T_e / m_e}},$$

где m_e — масса электрона;

$\omega_R \propto k_{\perp} \frac{k_B T_e}{e B L}$ — действительная частота;

$k_{\perp} \propto \rho_i^{-1}$ — перпендикулярная магнитному полю компонента волнового вектора;

$k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ — параллельная магнитному полю компонента волнового вектора.

Данная неустойчивость развивается при $k_{\parallel} \neq 0$. Масштабом $k_{\parallel}$ является длина линий магнитного поля, которая в свою очередь определяется размерами установки. Так как радиус сепаратрисы так или иначе характеризует размер установки, то полагаем $k_{\parallel} \propto a^{-1}$.

Из приведенных рассуждений следует скейлинг

$$\tau_{\text{global}} = 2,5 \cdot 10^{-2} a T_t^{-1/2}. \quad (5)$$

Полагая $k_{\parallel} \propto k_{\perp} \propto \rho_i^{-1}$, приходим к бомовскому скейлингу вида (1).

С другой стороны, скейлинг (5) можно получить исходя из анализа движения частиц под действием волновых пакетов [26]. Согласно этому подходу

$$D_{\perp} = \Delta r^2 \nu,$$

где ν — частота взаимодействий частиц с волновыми пакетами.

Для случая пакетов, образованных дрейфовыми волнами, $\Delta r \propto \frac{k_B T_e}{e B V_{*e}}$, $\nu \propto \frac{V_{*e}}{\rho_s}$. Далее, используя формулу (2), приходим к зависимости вида (5).

Сравнение скейлинга (5) с данными экспериментов приведено на рис. 3. В принципе соответствие оказывается удовлетворительным, но несколько лучшее соответствие дает "скорректированный" скейлинг (рис. 4)

$$\tau_{\text{corr}} = 9 \cdot 10^{-2} a^{3/2} T_t^{-1/2}. \quad (6)$$

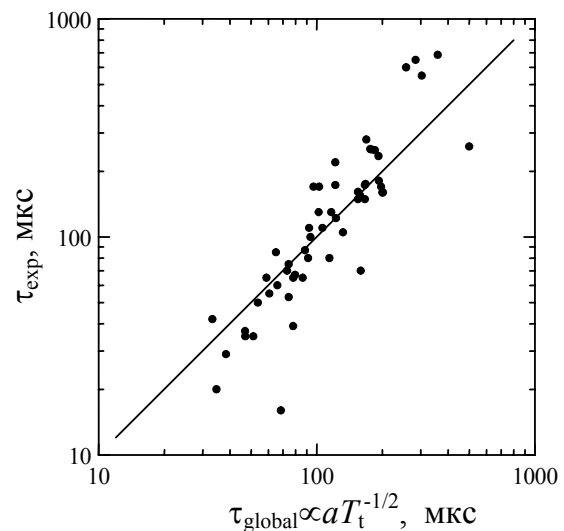


Рис. 3. Сравнение "глобального" скейлинга с экспериментальными данными

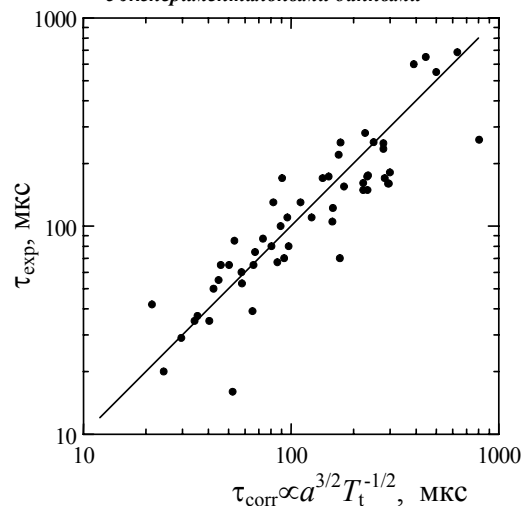


Рис. 4. Сравнение "скорректированного" скейлинга с экспериментальными данными

Следует обратить внимание на то, что в двух последних скейлингах (5) и (6) время удержания оказывается независимым от величины магнитного поля.

Проведенный в работе анализ показал возможность оценки времени удержания исходя из различных предположений о неустойчивостях в плазме FRC. Причем представленные скейлинги соответствуют только низкочастотным дрейфовым неустойчивостям. Соответствие скейлинга результатам экспериментов можно считать только косвенным подтверждением в пользу того или иного механизма переноса. В нашем случае вполне удовлетворительное согласие наблюдается сразу для нескольких скейлингов, основанных на различных гипотезах. Это обстоятельство может быть следствием того, что условия экспериментов [11, 15–17] и особенности FRC в принципе допускают развитие как глобальных, так и локализованных неустойчивых мод. Необходимо также отметить, что в анализируемых экспериментах не принималось мер по улучшению удержания, аналогичных тем, которые были реализованы в токамаках и некоторых других системах. Поэтому можно говорить о соответствии предложенных скейлингов L -режиму.

Скейлинги (5) и (6) являются наиболее неблагоприятными, так как в них не содержится величина магнитного поля. Это может означать, что взаимодействие ионов с глобальными модами является настолько интенсивным, что ионы перестают "чувствовать" магнитное поле и могут практически свободно двигаться поперек силовых линий.

Бомовская зависимость (1) является промежуточной между глобальной (5) и гиробомовской (4), так как выполняется соотношение

$$\tau_{\text{Bohm}} = \sqrt{\tau_{\text{global}} \tau_{\text{low-shear}}}.$$

Наиболее оптимистично выглядит гиробомовский скейлинг (4). К сожалению, нельзя утверждать однозначно, что магнитное поле FRC имеет шир, и не следует полностью исключить возможности генерации слабого тороидального магнитного поля, создающего шир, необходимый для локализации мод ITG-неустойчивости.

Гиробомовский скейлинг (4) учитывает значение параметра s , который, как отмечается в [3, 16], оказывает существенное влияние на удержание плазмы в FRC. Так как $L / \rho_s \propto a / \rho_i \propto s$, то коэффициент диффузии (3)

преобразуется к виду $D_{\perp} \propto \frac{k_B T_e}{seB}$. Это позволяет предложить запись гиробомовского скейлинга в виде

$$\tau_{\text{low-shear}} = 8sa^2 B_0 T_e^{-1} = 0,8s \tau_{\text{Bohm}}. \quad (7)$$

Сравнение зависимости (7) времени удержания от s с результатами экспериментов [16] представлено на рис. 5. При выборе числового коэффициента в (7) мы ориентировались на значения $s \approx 1,2$ – $1,3$ исходя из того, что в большинстве экспериментов параметр s был низким.

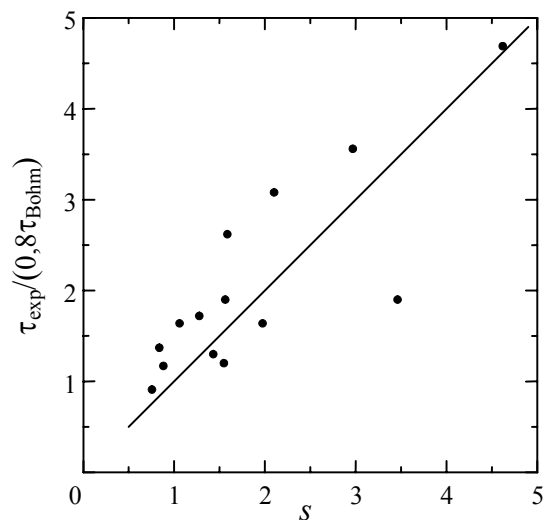


Рис. 5. Сравнение зависимости гиробомовского скейлинга от параметра s с экспериментальными данными

При наличии необходимого магнитного шира в FRC можно рассматривать возможность формирования H -режима. В этом случае имеются перспективы достижения реакторного уровня параметров плазмы.

Рассмотрим экстраполяцию гиробомовского скейлинга (4) в область реакторных условий. Оценки параметров FRC-реакторов с D-T- и D-³He-топливом ранее были выполнены в [27]. Для случая D-T-топлива радиус сепаратрисы $a = 1$ м, магнитное поле внешних катушек $B_0 \approx 5$ Тл, полная температура $T_i \approx 20$ кэВ, требуемое время удержания $\tau \approx 0,1$ с. При этих условиях по скейлингу (4) $\tau_{\text{low-shear}} \approx 0,035$ с, что примерно в три раза ниже, чем требуется для эффективной работы реактора. Максимальные значения a и B_0 ограничены потоками тепла и нейтронов из плазмы на первую стенку реактора. С другой стороны, снижать a и B_0 нецелесообразно, так как это приведет к ухудшению удержания высокоэнергетичных продуктов термоядерных реакций, греющих плазму. В случае D-³He-топлива $a = 2$ м, $B_0 \approx 10$ Тл, $T_i \approx 100$ кэВ. При этом требуемое время удержания $\tau \approx 1$ с, а $\tau_{\text{low-shear}} \approx 0,1$ с.

Таким образом, для FRC-реактора на D-³He-топливе требуется обеспечить удержание примерно на порядок лучше, чем предсказывается гиробомовским скейлингом (4).

Л и т е р а т у р а

1. Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. — М.: ВИНТИ, 1985. Т. 7. С. 80—135.
2. Tuszewski M. Field reversed configurations // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 2033—2092.
3. Slough J. T., Hoffman A. L., Milroy L. D., Maqueda R., Steinhauer L. C. Transport, energy balance, and stability of a large field-reversed configuration // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2286—2291.
4. Steinhauer L. C. et al. FRC 2000: A white paper on FRC development in next five years // Fusion Technol. 1996. V. 30. P. 116.
5. Antoni V. et al. Improved confinement in RFP with electric field // Plasma Phys. Control Fusion. 2000. V. 42. P. 83—87.
6. Asai T., Suzuki Y., Yoneda T. et al. Experimental evidence of improved confinement in a high-beta field-reversed configuration plasma by

neutral beam injection// Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 6. P. 2294—2297.

7. Slough J. T., Miller K. E. Flux generation and sustainment of a field reversed configuration with rotating magnetic field current drive// Ibid. P. 1945—1950.

8. Dolan T. J. Progress in compact toroid experiments// Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics. 2002. V. 7. № 4. P. 34—38.

9. Staff J. S., Anderson J. K., Biewer T. M. et al. Tokamak-like confinement at high beta and low field in reversed field pinch// Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. A457—A470.

10. Krall N. A. Low-frequency stability for field reversed configuration parameters// Phys. Fluids. 1987. V. 30. № 3. P. 878—883.

11. Krall N. A. The effect of low-frequency turbulence on flux, particle, and energy confinement in a field-reversed configuration// Ibid. 1989. V. B 1. № 9. P. 1811—1817.

12. Krall N. A. Dumping of lower hybrid waves by low-frequency drift waves// Ibid. № 11. P. 2213—2216.

13. Huba J. D., Drake J. F., Gladd N. T. Lower-hybrid-drift instability in field reversed plasmas// Ibid. V. 23. № 3. P. 552—561.

14. Carlson A. W. A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering// Ibid. 1987. V. 30. № 5. P. 1497—1509.

15. Hoffman A. L., Slough J. T., Steinhauer L. C. et al. Field reversed configuration transport. Theory and measurement of flux, energy, and particle lifetimes// Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 11th Int. Conf.). V. 2. IAEA. Vienna. 1987. P. 541—549.

16. Hoffman A. L., Slough J. T. Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large s experiment// Nucl. Fusion. 1993. V. 33. P. 27—38.

17. Steinhauer L. FRC data digest. in US-Japan Workshop on FRC, Niigata, 1996.

18. Ryzhkov S. V. Energy and particle confinement times for a field-reversed configuration. Report UWFD-1102. Univ. of Wisconsin-

Madison, 1999.

19. Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu. Stochastic drift wave model for anomalous transport in tandem mirror and FRC// Fusion Technol. 2001. V. 39. № 1T. P. 398—401.

20. Khvesyuk V. I., Chirkov A. Yu. Turbulence of high-beta plasma. In The US-Japan Workshop on Physics of High-Beta Plasma Confinement in Innovative Fusion. Report NIFS-PROC-41. National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, 1999. P. 19—26.

21. Hewlett D. V. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field-reversed theta pinch// Nucl. Fusion. 1984. V. 24. P. 349—357.

22. Milroy R. D., Brackbill J. U. Toroidal magnetic field generation during compact toroid formation in a field-reversed theta pinch and conical theta pinch// Phys. Fluids. 1986. V. 29. № 4. P. 1184—1195.

23. Wang X.-H., Diamond P. H., Rosenbluth M. N. Stability of ion-temperature-gradient-driven modes in the presence of sheared poloidal flows// Ibid. 1992. V. B4. P. 2402—2413.

24. Artun M., Tang W. M. Gyrokinetic analysis of ion temperature gradient modes in the presence of sheared flows// Ibid. P. 1102—1114.

25. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.

26. Хвесюк В. И., Чирков А. Ю. Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях// ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 18—26.

27. Chirkov A. Yu., Khvesyuk V. I. Analysis of D-³He/ catalyzed D-D plasma as a source of fusion power// Fusion Technol. 2001. V. 39. № 1T. P. 406—409; Хвесюк В. И., Чирков А. Ю. Параметры реактора с обращенным магнитным полем в режиме низкочастотных аномальных потерь// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 17—27.

Статья поступила в редакцию 2 марта 2006 г.

About perspectives of a small-radioactivity thermonuclear reactor on the basis of a versed magnetic configuration

A. Yu. Chirkov

Bauman's Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The versed magnetic configuration (FRC) is one of the most perspective alternate systems of magnetic confinement with high β . Therefore it can be considered as an optional version of the concept of a reactor with low neutron activity on the D-³He intermixture. In connection with a problem of abnormal carrier in FRC, the possible scalings for time of plasma confinement are considered. It had been offered the scalings grounded on the different physical backgrounds. Correspondence of the offered scalings to present experimental data has been analyzed.

* * *