

УДК 539.17

## JETS RECONSTRUCTION POSSIBILITY IN $p$ Au AND AuAu INTERACTIONS AT STAR RHIC

*R.G. Badalian, A.S. Galoyan*

We consider the possibility of jet extraction in the acceptances of the STAR detector,  $-2 < \eta < 2$ , for an energy of  $\sqrt{s} = 200$  GeV per nucleon in the  $p$ Au and AuAu modes at RHIC. 100 events of  $p$ Au and AuAu interactions simulated with the FRITIOF code have been used in this study. For AuAu interactions, we also consider separately the case of central interactions with the impact parameter  $b < r_{Au} = 6.7$  fm and more than 4000 particles in the acceptances of the STAR detector. To study the jet shape at  $\sqrt{s} = 200$  and 500 GeV, we have used the PYTHIA simulation code for the direct photon and jet production mode  $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$  and data from the CDF and D0 collaborations. We have found that taking into account the jet shape information improves jet findings and reconstruction possibility significantly, i.e., by one–two orders of magnitude greater.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

### Вероятность реконструкции струй в $p$ Au- и AuAu-взаимодействиях для STAR RHIC

*Р. Г. Бадалян, А. С. Галоян*

Исследована вероятность выделения струй в акцептансе детектора STAR RHIC,  $-2 < \eta < 2$ , для  $p$ Au- и AuAu- взаимодействий при энергии  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ на нуклон. Исследованы 100 событий  $p$ Au- и AuAu- взаимодействий по модели FRITIOF. Для AuAu- взаимодействий отдельно рассмотрен случай центральных взаимодействий с прицельным параметром  $b < r_{Au} = 6,7$  фм и с более чем 4000 частиц в акцептансе детектора STAR. Для исследования формы струй при  $\sqrt{s} = 200$  и 500 ГэВ по модели PYTHIA рассчитан процесс  $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$  с образованием струи и прямого фотона, а также использованы данные CDF и D0 коллабораций. Обнаружено, что учет формы струй существенно улучшает поиск и вероятность реконструкции струй.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

## 1. INTRODUCTION

Interest in studying hadronic jets in hard processes has increased over the last decade. The properties of hadronic jets were observed in the events registered in the experiments carried out at CERN [1, 2, 3], Fermilab [6, 7] and the Laboratory of High Energies, JINR [4, 5]. It is supposed that the hadronic jets will be also studied in  $p$ Au and AuAu interactions at STAR RHIC. At the

present time, one of the important problems is the possibility of hadronic jet reconstruction in hard processes. In this paper, we consider the jet extraction probability in proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions at high energies. The processes of  $pp$ ,  $pA$ ,  $AA$  in the direct photon and jet production mode are investigated at  $\sqrt{s} = 200$  GeV per nucleon in the nucleon-nucleon center of mass system and at pseudo-rapidity  $\eta$  in the region  $-2 < \eta < 2$ .

Two main subprocesses contributed to the observed processes are the following:

- the pair annihilation subprocess  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + G \rightarrow \gamma + \text{jet}$  and
- the Compton scattering subprocess  $q + G \rightarrow \gamma + q \rightarrow \gamma + \text{jet}$ .

This study is important from many points of view, and one of them is to investigate the nuclear matter influence on hadronic jet production (formation) inside different nuclei. Quantitatively, this influence or jet quenching are expressed by the value of nuclear colour transparency  $T(A, E_t^{\text{jet}})$ :

$$T(A, E_t^{\text{jet}}) \cong \frac{1}{A} \frac{\sigma(p + A \rightarrow \gamma + \text{jet}; A, E_t^{\text{jet}})}{\sigma(p + p \rightarrow \gamma + \text{jet}; E_t^{\text{jet}})},$$

where  $A$  is the atomic number of nuclei and  $E_t^{\text{jet}}$  is the jet transverse energy. The nuclear colour transparency  $T(A, E_t^{\text{jet}})$  depends on the atomic number of nuclei and on the jet transverse energy. At a large value of  $A$ , jet quenching is big, but the number of background jets is big, too, i.e., jet extraction gets complicated. When  $A$  is small, the number of background jets is small, but a nuclear influence is small, too. In this case, we have a situation close to the  $pp$  interaction. At large  $E_t^{\text{jet}}$ , the background jet is small, and it is a good condition for jet extraction, but  $\sigma$  is very small and practically unmeasurable. When the jet transverse energy is small,  $\sigma$  is measurable, but jet extraction gets complicated due to a high value of background. Thus, the physical goal of this study is to estimate the optimum values of atomic number  $A$  and the jet transverse energy  $E_t^{\text{jet}}$  from the point of view of an essential nuclear matter influence on jet production as well as a good condition for jet reconstruction.

## 2. SHAPE OF JETS OVER A STAR ENERGY REGION

To analyse the jet shape [9] we use the PHYTIA simulation code [10] for  $pp$  interactions in the direct photon and jet production mode at  $\sqrt{s} = 200, 500$  GeV and the data from the CDF [6] and D0 [7] collaborations at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV.

The jet shape  $\rho(r)$  is defined by the expression:

$$\rho(r) = \frac{1}{N_{\text{jet}}} \sum \frac{E_t(r)}{E_t(r=1)},$$

where  $N_{\text{jet}}$  is the number of jets in the sample and  $E_t(r)$  is the transverse energy in the cones of radius  $r$  in the  $(\eta\phi)$  plane. The main part (about 80%) of jet energy  $E_t^{\text{jet}}(r)$  is contained in the subcone of  $r = 0.5$ , and therefore the jet shape  $\rho_{\text{jet}}(0.5) \approx 0.8$ . The jet shape  $\rho_{\text{jet}}(r)$  calcu-

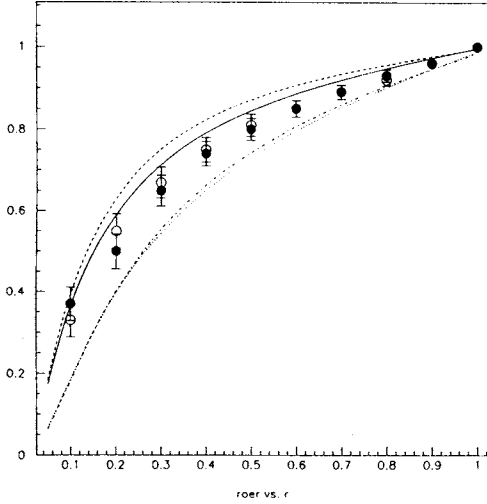


Fig. 1. The shape of jets from the process  $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$  over STAR energy region. The four sets under consideration are presented: solid curve —  $\sqrt{s} = 500$  GeV and  $p_{T(\text{cut})} = 30$  GeV, dashed curve — 200 GeV and 30 GeV, dotted curve —  $\sqrt{s} = 500$  GeV and  $p_{T(\text{cut})} = 10$  GeV, dash-dotted curve —  $\sqrt{s} = 200$  GeV and  $p_{T(\text{cut})} = 10$  GeV. The experimental data are from two Fermilab collaborations at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, CDF at  $E_T = 45$  GeV (black circles) and D0 at  $E_T = 53$  GeV (white circles)

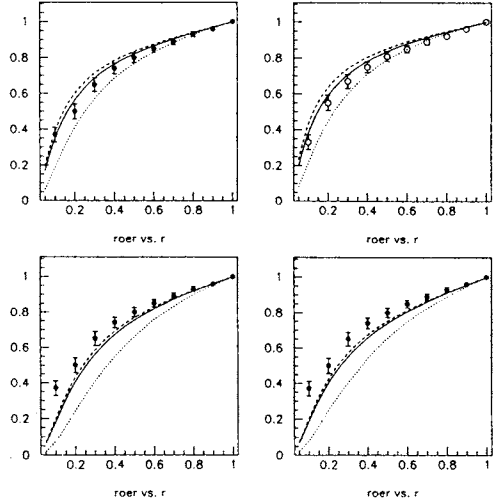


Fig. 2. The shape of jets from the process  $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$  in the Fermilab Tevatron energy region  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV and at RHIC energy region. At the upper left — CDF data at  $E_T = 45$  GeV, at the upper right — D0 data at  $E_T = 53$  GeV, at the lower left — at  $\sqrt{s} = 200$  GeV and  $E_T = 13.1$  GeV, at the lower right —  $\sqrt{s} = 500$  GeV and  $E_T = 14.6$  GeV. Solid curves — PYTHIA results over the same kinematic regions, dashed curves — the shape of  $q$ -jets, i.e., jets from the Compton subprocess and dotted curves — the shape of  $g$ -jets, i.e., jets from annihilation subprocesses. Black circles — CDF data at  $E_T = 45$  GeV and white circles — D0 data at  $E_T = 53$  GeV

lated by the PYTHIA code [10] and the data from the CDF [6] and D0 [7] collaborations are presented in Figs. 1 and 2.

### 3. JET-LIKE BACKGROUND

To study the jet-like background shape, the FRITIOF simulation code [11] has been used. Hundred events of  $pp$ ,  $p\text{Au}$ ,  $\text{AuAu}$  interactions are simulated at  $\sqrt{s} = 200$  GeV, and  $A = 197$ . We choose the Au nucleus because we have an extremely bad condition for jet extraction in this case. For light nuclei, the jet-like background is smaller and the jet reconstruction is improved. The pseudorapidity  $\eta$  distributions of produced particles in  $pp$ ,  $p\text{Au}$  and  $\text{AuAu}$  interactions are shown in Fig. 3. The vertical lines show the chosen domain limits:  $-2 < \eta < 2$ .

The following algorithm is used to study the jet-like background. The  $(\eta\phi)$  plane is considered, where  $\eta$  is the pseudorapidity and  $\phi$  is the polar angle of produced particles:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2), \quad -2 < \eta < 2, \quad -\pi < \phi < \pi.$$

The cone of radius  $r_c$  with  $0 < r < 1$ , is defined as  $r = \sqrt{\delta\phi^2 + \delta\eta^2}$ . In the phase space, hundred cones of radius  $r$  are randomly chosen. The transverse energy  $E_t^{bg}(r)$  and the number of produced particles  $N_{part}(r)$  are calculated in the cones of radius  $r$

For  $p$ Au and AuAu interactions, three cases are separately considered:

- without any restriction on impact parameter  $b$ ,

- central interactions:  $b < r_a$ , where  $r_a = 6.7$  fm is the radius of Au, and

- peripheral interactions:  $b > r_a = 6.7$  fm.

The values of  $E_t^{bg}(0.5)$ ,  $E_t^{bg}(1)$ , and  $N_{part}(1)$  calculated by FRITIOF for  $pp$ ,  $p$ Au and AuAu are presented in Table 1. Three cases of interactions are presented for  $p$ Au and AuAu.

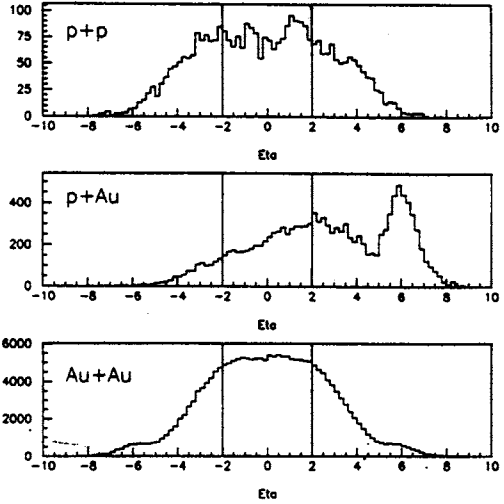


Fig. 3. The  $\eta$  distributions calculated by FRITIOF for  $pp$ ,  $p$ Au and AuAu interactions

Table 1. The values of  $N_{part}(1)$ ,  $E_t^{bg}(1)$ , and  $E_t^{bg}(0.5)$  calculated for  $p + p$ ,  $p + Au$ , and  $Au + Au$

Interaction	$b$	$N_{part}$	$E_t(r = 1)$	$E_t(r = 0.5)$
$p + p$	$b > 0$	$1.7 \pm 1.3$	$0.9 \pm 1.2$	$0.25 \pm 0.3$
$p + Au$	$b > 0$	$5.0 \pm 2.9$	$3.5 \pm 4.7$	$0.9 \pm 1.2$
	$b > r_a$	$2.4 \pm 2.0$	$2.5 \pm 3.6$	$0.6 \pm 1.1$
	$b < r_a$	$5.9 \pm 2.5$	$3.8 \pm 4.9$	$0.9 \pm 1.1$
$Au + Au$	$b > 0$	$117.4 \pm 151.3$	$106.1 \pm 99.4$	$25.8 \pm 25.6$
	$b > r_a$	$67.8 \pm 80.8$	$67.6 \pm 57.2$	$16.7 \pm 13.7$
	$b < r_a$	$448.8 \pm 82.1$	$291.8 \pm 49.8$	$79.4 \pm 12.3$

Note that the jet-like background shape  $\rho_{bg}(r)$  can be presented as  $\rho_{bg}(r) = r^2$  and, as a result,  $\rho_{bg}(0.5) = 0.25$  because the transverse energy  $E_t^{bg}(r)$  is uniformly distributed in the cone with radius  $r$ .

#### 4. JETS AND JET-LIKE BACKGROUND RATIO

Let us introduce the jet shape with background  $\rho_{j/bg}(r)$  as:

$$\rho_{j/bg}(r) = \rho_{bg}(r) + \rho_{jct}(r) = \frac{\rho_{jct}(r)}{1 + \beta} + \frac{\beta r^2}{1 + \beta},$$

**Table 2. Relations between  $\beta$  and  $d$** 

$d$	0.8	0.525	0.5	0.4	0.3	0.25
$\beta$	0	1	1.2	2.67	10	$\rightarrow \infty$

where the parameter  $\beta = \rho_{bg} / \rho_{jet}$ . If we define  $d$  as  $d = \rho_{j/bg}(0.5)$ , then we have  $d = 0.8$  for the jets from the  $pp \rightarrow \gamma + jet$  reaction and  $d = 0.25$  for the jete-like background. The values of  $d$  and  $\beta$  are related as:

$$d = \frac{1}{1 + \beta} (0.8 + 0.25).$$

The relations between  $d$  and  $\beta$  are presented in Table 2. At  $d = 0.8$ , the jet background is equal to zero, and we have an ideal condition for jet extraction. At  $d = 0.25$ , there are neither jets nor possibility for jet extraction and reconstruction. The region of  $d \cong 0.3 \div 0.7$  is the domain expected for jet extraction.

One can evaluate the values of jet transverse energy  $E_t^{jet}$  using the relation  $E_t^{jet} = E_t^{bg} / \beta$  and the data of Table 1. The more suitable values of  $E_t^{jet} \cong (10-30)$  GeV for the STAR detector. Taking into account these values of  $E_t^{jet}$  and using the data of Table 1, we obtain the optimum values of  $d$  equal to  $d \cong 0.3-0.4$  for AuAu interactions. For AuAu interactions at  $d = 0.3$ ,  $E_t^{jet}$  equals 10.6 GeV for common interactions and  $E_t^{jet} = 29$  GeV for central interactions;  $E_t^{jet}$  equals 25 GeV for peripheral interactions at  $d = 0.4$ . For pAu interactions, the value of  $d = 0.7$  corresponds to more suitable jet transverse energies of (10–30) GeV. Using the FRITIOF modified simulation code, we calculate the probabilities  $W^{bg}$  of jet-like background production for pAu and AuAu interactions at the transverse energy  $E_t^{bg} \geq 10, 20, 30, 50$  and 100 GeV in the cones of  $r = 1$ . For pAu and AuAu interactions, we also calculate by the FRITIOF code the probabilities of jet-like background production at the transverse energy in the cones of  $r = 0.5$ :

$E_t^{bg}(0.5) \geq 80\%, 60\%, 50\%, 40\%, 30\%, 25\%$  of the  $E_t^{jet}(1)$  and  $E_t^{jet}(1) \geq 10, 20, 30, 50$  and 100 GeV.

These probabilities  $W^{bg}$  are presented in Tables 3 and 4. From the data of Tables 3 and 4 and the above values of  $E_t^{jet}$ , we conclude the following:

**Table 3. Probabilities  $W$  of jet-like background in Au + Au interactions**

$d/E_t$	$\geq 10$	$\geq 20$	$\geq 30$	$\geq 50$	$\geq 100$
$r = 1.0$	0.61	0.53	0.47	0.41	0.297
$\geq 25\%$	0.25	0.22	0.20	0.17	0.13
$\geq 30\%$	0.17	0.15	0.13	0.11	0.083
$\geq 40\%$	0.077	0.064	0.056	0.044	0.031
$\geq 50\%$	0.038	0.031	0.027	0.023	0.012
$\geq 60\%$	0.0197	0.016	0.014	0.0103	0.0048
$\geq 80\%$	0.0071	0.0061	0.0058	0.0038	0.0015

**Table 4. Probabilities  $W$  of jet-like background in  $p + \text{Au}$  interactions**

$d/E_t$	$\geq 10$	$\geq 20$	$\geq 30$	$\geq 50$	$\geq 100$
$r = 1.0$	0.081	0.035	0.021	0.0098	0.00
$\geq 25\%$	0.024	0.0098	0.0057	0.0026	0.00
$\geq 30\%$	0.023	0.0098	0.0057	0.0026	0.00
$\geq 40\%$	0.021	0.009	0.0056	0.0025	0.00
$\geq 50\%$	0.019	0.0091	0.0055	0.0024	0.0000
$\geq 60\%$	0.018	0.009	0.0055	0.0024	0.0000
$\geq 80\%$	0.012	0.0076	0.0048	0.0021	0.0000

• For  $p\text{Au}$  interactions, taking into account the optimum value of  $d = 0.7$ , the optimum transverse energy  $E_t^{bg} \geq 10$  GeV. Under these conditions, the probability  $W^{bg} \leq 1.8\%$ .

• For  $\text{AuAu}$  interactions, taking into account the optimum values of  $d = 0.3-0.4$ , the optimum transverse energy  $E_t^{bg} \geq 30$  GeV. Under these conditions, we obtain  $W^{bg} \leq 10\%$  for  $\text{AuAu}$ .

## 5. CONCLUSION

As follows from the foregoing, more suitable values of the probabilities  $W^{bg}$  of jet-like background production are obtained for jet extraction. We have found that  $W^{bg} \leq (1-2)\%$  for  $p\text{Au}$  interactions and  $W^{bg} \leq 10\%$  for  $\text{AuAu}$  interactions. Therefore, taking into account the jet shape information has improved hard hadronic jet findings and the reconstruction possibility by one-two orders of magnitude. The authors express their sincere gratitude to V.V. Uzhinskii for fruitful discussions and valuable remarks.

## References

1. Bartel W. et al. — Z.Phys., 1986, v.C33, p.23.
2. Bethke S. et al. — Phys. Lett., 1988, v.213B, p.235.
3. Sjostrand.T. — LU TP 95-20 (1995); CERN — TH.7112/93 (1993)
4. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, v.A434, p.695.
5. Baldin A.M. et al. — Yad. Fiz., 1988, v.48, p.995.
6. CDF;Collab., Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.713.
7. DO Collab., Abachi S. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B357, p.500.
8. Badalian R., Heppelman S. — Phys. Rev., 1998, v.D57, p.4367; STAR Note #331.
9. Badalian R. et al. — The Shape of Jets from the Process  $pp \rightarrow \gamma + \text{jet}$  at STAR and the Accuracy of Parton Subprocess Kinematic Reconstruction, in preparation, 1998.
10. Sjostrand T. — Comput. Phys. Commun., 1994, v.82, p.74.
11. Uzhmskii V. V. — JINR preprint E2-96-192, Dubna, 1996.

УДК 533.599

## ВЫСОКОВАКУУМНЫЙ НЕРАСПЫЛЯЕМЫЙ ГАЗОПОГЛОТИТЕЛЬ

*А.В. Нестеров*

Рассматривается насос с высокопористым нераспыляемым титановым геттером. Площадь одного рабочего элемента —  $60 \text{ см}^2$ . Скорость откачки по водороду — до  $3 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$ , по другим активным газам — до  $1 \text{ л/с} \cdot \text{см}^2$ . Показываются особенности взаимодействия геттера с различными газами. Приведены примеры применения насоса.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### High-Vacuum Nondispersable Gas Absorber

*A. V. Nesterov*

A pump with high-porous nondispersable titan getter is presented. The surface area of a single getter element is  $60 \text{ cm}^2$ . It has speed of pumping for hydrogen — up to  $3 \text{ l/s} \cdot \text{cm}^2$ , for the other active gases — up to  $1 \text{ l/s} \cdot \text{cm}^2$ . A special behaviour of getter interaction with different gases is described. Some examples of the pump application are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Целью настоящей публикации является краткое изложение возможностей, предоставляемых такими средствами получения вакуума, как высокопористые нераспыляемые геттеры.

Эти газопоглотители пока не получили широкого распространения в обеспечении физических экспериментов. А между тем, такие их свойства, как большая удельная скорость откачки, получение высокого и сверхвысокого вакуума без загрязнения откачиваемого объекта, возможность создания остаточной атмосферы с заданными параметрами и прямая экономическая выгода, могут принести во многих случаях неоценимую пользу.

В работе дано описание разработанного в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ геттерного насоса, использующего в качестве рабочего элемента нераспыляемый титановый газопоглотитель, приведены его характеристики и конкретные применения.

По определению, геттер — вещество, поглощающее газы (кроме инертных) в вакуумном объеме, связывая их за счет хемосорбции. Одним из процессов, предшествующих хемосорбции, является адсорбция газа. Поэтому при прочих равных условиях скорость

откачки геттерных насосов определяется активной поверхностью газопоглотителя. В распылительных насосах эта задача решается постоянным (или периодическим) обновлением взаимодействующего с газом геттерного материала. Однако распыление требует затраты значительной энергии и предполагает наличие элементов с высокой температурой или большой разностью потенциалов. Другим путем повышения скорости откачки является увеличение скорости диффузии сорбированного газа или его соединений в глубь материала газопоглотителя. Эта возможность реализуется у нераспыляемых геттеров повышением их температуры.

Прямая зависимость скорости откачки геттеров от их поверхности стимулировала создание высокопористых нераспыляемых геттеров. Было разработано несколько технологий получения требуемых газопоглотителей, отличающихся пористостью и исходными материалами. Реальная поверхность высокопористых геттеров на несколько порядков превышает геометрическую, что позволяет получать большие скорости откачки при малых габаритах рабочего элемента насоса.

Высокопористый нераспыляемый титановый газопоглотитель, предлагаемого геттерного насоса изготовлен путем спекания в вакууме свободнасыпанного титанового порошка при температуре 900—950 °С. Благодаря этому получается пористость 58—72 %, а отношение реальной поверхности к геометрической составляет ~100.

В качестве рабочего элемента насоса используется газопоглотитель петлевой формы, описанный в работе [1]. Его удельные скорости откачки составляют: по водороду — до 3 л/с · см<sup>2</sup>, по другим активным газам — до 1 л/с · см<sup>2</sup>. Один рабочий элемент имеет площадь геометрической поверхности 60 см<sup>2</sup>.

Газопоглотитель армирован нихромовой проволокой и является прямонакальным. Для питания насоса используется источник, обеспечивающий напряжение 4 и 9 В. Максимальная потребляемая мощность 160 В · А.

Рабочий элемент имеет габариты: 90 × 42 × 4 мм (рис. 1) и смонтирован на фланце с канавочно-клиновым уплотнением Ду 50. Он может быть размещен в корпусе Ø90 × 260 мм или непосредственно в откачиваемом объеме, если последний допускает нагрев до ~ 200 °С. Разработана модификация на два рабочих элемента при тех же габаритах корпуса.

Геттерный насос может стартовать с давления  $1 \cdot 10^{-2}$  Торр или ниже, в зависимости от условий его дальнейшей эксплуатации. Для приведения газопоглотителя в рабочее состояние его необходимо активировать — удалить с микроповерхности в глубь массы геттера химически адсорбированные газы. Активация производится при температуре 500—600 °С в течение 3—30 минут. На первом этапе этого процесса, при температурах ниже 400 °С, превалирует десорбция газов, адсорбированных поверхностью газопоглотителя.

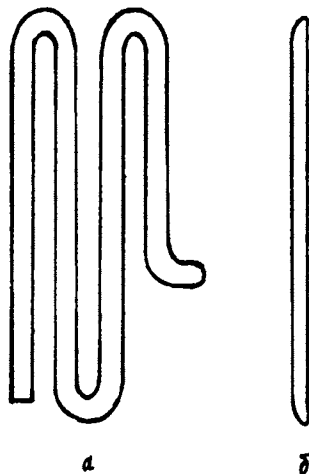


Рис. 1. Петлевой газопоглотитель: а) вид спереди, б) вид сбоку



За исключением водорода, геттер поглощает активные газы необратимо, поэтому срок службы рабочего элемента насоса определяется его сорбционной емкостью. Для одного газопоглотителя она составляет 30 л · Торр. Это реально обеспечивает около года непрерывной работы насоса при газовой нагрузке  $10^{-6}$  л · Торр/с и больше 5 лет — при нагрузке  $10^{-7}$  л · Торр/с.

Насос позволяет откачивать большие потоки водорода с возможностью последующей регенерации газопоглотителя. Скорость поглощения этого газа имеет наибольшие значения при 200 °С — до 180 л/с у одного рабочего элемента, с повышением температуры она падает и приближается к нулю при ~ 500 °С. Поглощение других активных газов, наоборот, постоянно увеличивается с ростом температуры. Сорбционная емкость рабочего элемента для водорода составляет 12 л · Торр при 200 °С и давлении  $1 \cdot 10^{-6}$  Торр. Отсюда следует, что, например, при потоке  $10^{-4}$  л · Торр/с можно поддерживать давление в системе  $1 \cdot 10^{-6}$  Торр в течение 35 часов.

Далеко не всегда требуется производить тщательное удаление водорода из системы во время активации геттера. Это позволяет после создания предварительного разряжения

$10^{-2} - 10^{-3}$  Торр использовать газопоглотитель для получения давления  $10^{-4} - 10^{-8}$  Торр в зависимости от величины газовой выделенной вакуумного объема. Водород, выделившийся из геттера при активации, будет поглощен обратно при снижении температуры газопоглотителя.

Возможно использование геттера и в качестве генератора водорода. На рис. 2 представлена характерная для титана зависимость от температуры сорбционной емкости по водороду. По данным автора работы [2], рекомбинация атомов адсорбированного водорода происходит выше 700 °С, а до этой температуры наблюдается динамическое равновесие над поверхностью газопоглотителя. Равновесное давление зависит от температуры и количества поглощенного газа и может составлять от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  Торр, а после предварительного насыщения водородом и значительно выше. В режиме активации можно получить достаточно чистую среду водорода, так как в этом случае скорость откачки всех остальных газов, кроме инертных, будет максималь-

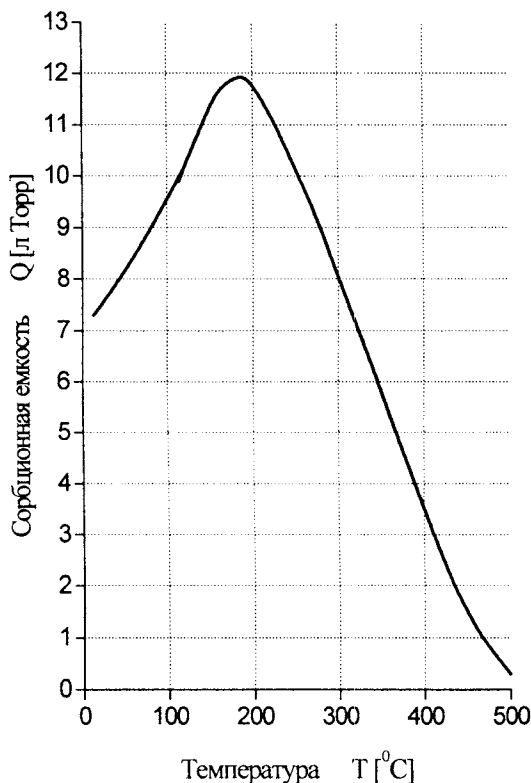


Рис. 2. Зависимость сорбционной емкости титана по водороду от температуры

ной. Невосприимчивость геттера по отношению к инертным газам можно использовать и для их очистки, а также для проведения высокочувствительных испытаний на герметичность.

Скорость поглощения геттером активных газов зависит от газового потока и мало изменяется от давления [3]. Это определяет большую эффективность геттера при получении высокого и сверхвысокого вакуума. В чистых системах, где поток активных газов меньше  $1 \cdot 10^{-7}$  л · Торр/с, газопоглотитель позволяет поддерживать давление  $\sim 10^{-7}$  Торр в течение многих недель непрерывной работы при комнатной температуре. Остаточная атмосфера при этом определяется метаном и аргоном. Если же объем системы не превышает 10–15 литров и в ней работает магниторазрядный или ионизационный датчик, то давление становится меньше  $10^{-9}$  Торр. А при удалении метана и инертных газов дополнительным откачным средством можно получить разрежение до  $10^{-14}$  Торр [4]. Парциальное давление метана можно снизить больше чем на порядок и кратковременной активацией газопоглотителя.

Эффективность высокопористых нераспыляемых геттеров в системах, поверхности которых обработаны в соответствии с требованиями высоковакуумной технологии, не вызывает сомнений. По данным автора работы [5], в металлостеклокерамических электровакуумных приборах они поддерживают вакуум лучше  $10^{-7}$  Торр в течение нескольких лет, причем основным компонентом остаточного газа является аргон. Наряду с этим, предлагаемый геттерный насос хорошо работает в неподготовленных системах и в системах, включающих эластомерные уплотнители, где значительны потоки паров воды,  $\text{CO}_2$  и углеводородов. Эта тема имеет особое значение: часто встречаются системы, подготовка поверхностей которых заканчивается простым обезжириванием.

Нераспыляемые геттеры позволяют получать в камере синхротрона ИТЭФ давление меньше  $1 \cdot 10^{-10}$  Торр [6]. Естественно, для этого требуется тщательная подготовка поверхностей и обезгаживание прогревом при  $400^\circ\text{C}$ . Метан и инертные газы во время работы ускорителя удаляются магниторазрядным насосом НМД 0,4.

Возможность работы газопоглотителя в жестких условиях объясняется некоторыми особенностями его взаимодействия с активными газами. С понижением температуры после активации скорость откачки уменьшается, но не падает до нуля, а остается стабильной длительное время даже при большой газовой нагрузке. Это хорошо иллюстрирует работа нашего геттерного насоса в шлюзовой камере источника ионов циклотрона У-400М. При общем газовом потоке в камере  $\sim 10^{-5}$  л · Торр/с ее подкачка турбомолекулярным насосом со скоростью  $\sim 0,1$  л/с не играет существенной роли в обеспечении рабочего вакуума. Следует подчеркнуть, что активация геттера производится сразу после откачки на масляный форвакуумный насос; все витонные уплотнители камеры смазаны «Апиезоном», и присутствие в остаточной атмосфере шлюза углеводородов не вызывает сомнений. Несмотря на это, в течение нескольких дней непрерывной работы в камере поддерживается давление  $\sim 10^{-5}$  Торр при температуре газопоглотителя  $\sim 300^\circ\text{C}$ . В приведенном примере геттерный насос вместе с камерой шлюза находит-

ся под высоким напряжением относительно “земли”. Кроме того, источник ионов и насос испытывают воздействие сильного электромагнитного поля. Все это создавало определенные трудности при работе турбомолекулярного насоса, ранее использовавшегося для откачки шлюза. Учитывая малую стоимость газопоглотителя, можно сделать вывод об экономической выгоде использования геттерного насоса даже при больших газовых нагрузках. Один газопоглотитель обеспечивает не менее 600 часов непрерывной работы источника ионов. В год потребуется не более 10 элементов. Расходы по эксплуатации геттерного насоса за 5 лет на порядок меньше стоимости турбомолекулярного насоса.

Предлагаемый геттерный насос обеспечивает вакуум и в камере стенда для подготовки датчиков диагностики пучка нуклотрона. При разработке вакуумной системы стенда была поставлена задача устранения высокочастотных помех, вызываемых работой оборудования, и получения чистого безмасляного вакуума. Геттерный насос хорошо подходит для этих целей.

Площадь внутренних поверхностей камеры стенда из нержавеющей стали составляет  $\sim 1,5 \text{ м}^2$ . После изготовления они прошли только обезжиривание. Уплотнители разъемных соединений выполнены из фторопласта. Внутри камеры расположены: микроканальные пластины, провода МГТФ и их распайка на электрические вводы. Первоначальный газовый поток в систему достигает  $10^{-4} \text{ л} \cdot \text{Торр/с}$ . Создание предварительного разрежения  $\sim 10^{-3} \text{ Торр}$  осуществляется механическим насосом через угольную ловушку, охлажденную жидким азотом.

Стенд может работать в двух режимах: кратковременном и долговременном. Когда требуется только определение работоспособности датчиков, производится снятие атмосферы, активация газопоглотителя и работа при давлении  $\sim 1 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$ . Вся процедура занимает несколько часов. Возможна работа стенда и в течение нескольких суток. Для этого проводят длительную вакуумную тренировку камеры. Снижение газового потока до  $\sim 10^{-6} \text{ л} \cdot \text{Торр/с}$  позволяет больше суток поддерживать в системе давление  $\sim 10^{-6} \text{ Торр}$  между очередными активациями геттера. Рабочая температура газопоглотителя составляет  $\sim 20^\circ\text{C}$ . При необходимости удаляют инертные газы из камеры стенда прокачкой на магниторазрядный насос. Такая процедура проводится раз в несколько дней. В этом режиме стенд работал на пучке синхрофазотрона.

В заключение следует подчеркнуть, что на основе этого класса геттеров можно создавать производительные, экономичные и простые в обращении средства откачки.

Автор благодарен В.А. Мончинскому, А.А. Балдину, В.Б. Кутнеру за помощь и поддержку работы, а также В.С. Алфееву за обсуждение рукописи.

## Литература

1. Баялиев А.К., Пустовойт Ю.М., Столяров В.Л. А.с. 1141920 (СССР). — Опубликовано в ОИ, 1985, №32, с.257.
2. Пустовойт Ю.М., Губанов С.В. — В сб.: Вакуумная наука и техника. Всероссийская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. М.: МИЭМ, 1997, с.116.

3. Черепнин Н.В. — Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М.: «Советское радио». 1966, с.255.
4. Benvenuti C., Chiggiato P. CERN-MT/92-05 (SM). Geneva, 1992.
5. Зудинов Ю.Б., Иванов П.Е. и др. — В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. II, с.332.
6. Быков Д.В., Кондрашова О.И. и др. — В сб.: Вакуумная наука и техника. Всероссийская научно-техническая конференция. Тезисы докладов. М.: МИЭМ, 1997, с.131.