

О каналировании атомных пучков кэВ-ных энергий в плоских и цилиндрических каналах¹⁾

Г. В. Дедков²⁾

Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 7 апреля 2026 г.

После переработки 27 апреля 2026 г.

Принята к публикации 27 апреля 2026 г.

В статье рассматривается прохождение (каналирование) ускоренного пучка нейтральных атомов Na с энергиями 25–100 кэВ и поперечными энергиями 0.5–2 эВ в широких цилиндрических и плоских каналах алюминия с гладкой аморфной поверхностью стенок. Показано, что при отношении длины к ширине (радиусу) канала порядка 100 доля тормозных потерь атомов, обусловленных диссипативной силой Ван-дер-Ваальса, может составлять более 50 % с общей относительной потерей энергии (в цилиндрических каналах) на уровне 0.1–2 %.

DOI: 10.7868/S3034576626060060

В недавнем сообщении [1] рассматривалось скользящее взаимодействие нейтрального пучка атомов (Na, K) кэВ-ных энергий с гладкой поверхностью аморфного алюминия. Было показано, что при поперечной энергии 0.3–3 эВ доминирующий или весьма заметный вклад в энергетические потери атомов, отраженных от поверхности, обусловлен диссипативной силой (силой трения) Ван-дер-Ваальса (Казимира–Лифшица) на участках траектории, удаленных от поверхности на расстояния $z \geq 2 \text{ \AA}$. При общей энергии пучка $E = 50 \text{ кэВ}$ и поперечной энергии $E_{\perp} = 1 \text{ эВ}$ соответствующая величина угла скольжения составляет $\sim 5 \text{ мрад}$, а ожидаемая ван-дер-ваальсова потеря энергии δE имеет величину порядка единиц–десятков эВ.

Экспериментальное обнаружение и измерение сил трения Ван-дер-Ваальса является приоритетной задачей фундаментального значения. В этой связи большую роль может играть увеличение отношения $\delta E/E$ за счет увеличения кратности отражений атомов при прохождении (каналировании) в прямых плоских или цилиндрических каналах (или капиллярах) различного типа [1–3].

Практическая реализация схемы многократных малоугловых отражений с контролем энергии выходящего пучка в перспективе открывает путь к созданию новых типов детекторов ускоренных частиц в лабораторных или космических условиях. В частности, недавно обсуждалась возможность де-

тектирования гипотетических частиц темной энергии (WIMP-ов) с помощью ориентированного массива нанотрубок, открытых с одного конца [4–6]. В результате упругого рассеяния WIMP-ов с энергией $\sim 11 \text{ ГэВ}$ на нанотрубках, выбиваемые из стенок атомы углерода с энергией порядка $\sim 10 \text{ кэВ}$ будут захватываться в цилиндрические каналы системы или отражаться от их стенок, двигаясь в пространстве между нанотрубками. Наименьшие потери энергии, но зато наибольшую длину пробега будут иметь те атомы, которые движутся в режиме скользящих взаимодействий со стенками. Детектирование именно этих атомов представляется наиболее перспективным, поэтому необходима детальная информация о тормозных потерях при скользящих взаимодействиях атомов (и ионов) со стенками каналов.

Целью работы является анализ прохождения нейтральных атомных пучков кэВ-ных энергий в цилиндрических и плоских каналах с большим аспектным отношением $L/a \gg 1$ (L – длина, a – радиус цилиндрического канала или ширина плоской щели) и сравнение эффективности их прохождения при многократных отражениях. Попутно обсуждаются возможные параметры детектирующей системы для измерения силы трения Ван-дер-Ваальса по величине энергетических потерь прошедших частиц.

Общие соотношения. В отличие от классического каналирования в кристаллах или нанотрубках малого диаметра [7–10], траектории движения атомов в пространстве между стенками широких цилиндрических или плоских каналов состоят из отрезков ломаных линий [3]. При этом минимальные расстоя-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

²⁾e-mail: gv_dedkov@mail.ru

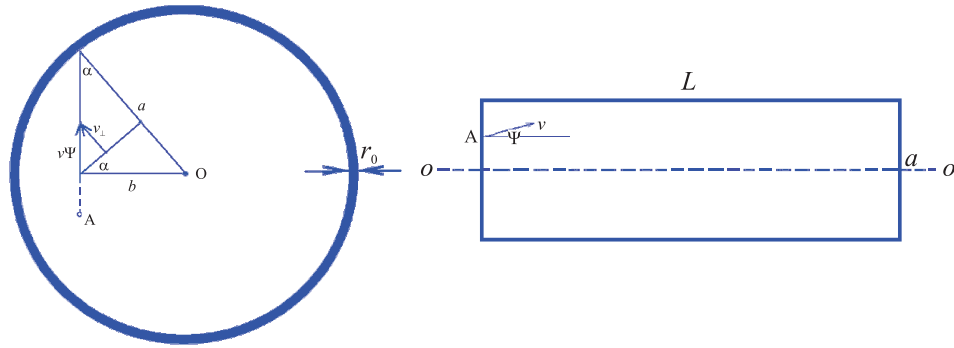


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема движения атома А в цилиндрическом (справа и слева) и в плоском (справа) канале. Пунктирная линия показывает начало поперечной траектории атома А в торцевом сечении, r_0 соответствует пристеночной области с шириной $\sim 2A$ для близких столкновений с атомами стенок. Масштаб произвольный

ния атомов от стенок зависят от точек входа в канал. Пусть направление плоского однородного пучка составляет угол $\psi \ll 1$ с осью цилиндрического канала, а прицельный параметр атома относительно центра равен b (рис. 1). Узкая пристеночная зона расстояний от стенок с шириной $r_0 \sim 2 \text{ \AA}$ соответствует той области, попадая в которую в момент входа в канал или при последующем движении, атомы с большой вероятностью выходят из режима каналирования из-за близких столкновений с атомами стенок. Атомы вне пристеночной области (начальное положение одного из них отмечено точкой А) получают поперечную по отношению к стенке канала скорость $v_{\perp} = v \sin \psi \sin \alpha \approx v\psi \sqrt{1 - b^2/a^2}$, где $v = (2E/M)^{0.5}$, M – масса атома. Скорость v_{\perp} определяет высоту потенциального барьера $Mv_{\perp}^2/2 \cong E\psi^2(1 - b^2/a^2)$ при отражении и минимальное расстояние r_m от стенки, являющееся решением уравнения

$$U(r_m) = E\psi^2(1 - b^2/a^2), \quad (1)$$

где $U(r)$ – потенциал взаимодействия атома со стенками, включающий короткодействующий вклад $U_a(r)$ атом-атомного взаимодействия и зеркальный (поляризационный) вклад $U_m(r)$. Вкладом ван-дер-ваальсовых сил притяжения в общем потенциале $U(r)$ можно пренебречь при условии $E_{\perp} \gg U_W$, где U_W – характерная энергия ван-дер-ваальсова взаимодействия (0.01–0.03 эВ).

Распределение $P(b)$ по прицельным параметрам атомов однородного пучка, падающего на торцевое сечение цилиндрической трубки, имеет вид

$$\frac{dP}{db} = \frac{4}{\pi a} \sqrt{1 - b^2/a^2}. \quad (2)$$

Поперечная к оси канала скорость атома изменяется по величине и направлению только вблизи точек от-

ражения, а прямолинейные отрезки траектории между двумя столкновениями со стенками атом с прицельным параметром b проходит с постоянной скоростью $\sim v\psi$ за время $\tau = 2\sqrt{a^2 - b^2}/v\psi$. Полное число N столкновений со стенками трубки длиной L равно

$$N(b) = \frac{L\psi}{2a\sqrt{1 - b^2/a^2}}, \quad (3)$$

а потеря энергии определяется выражением

$$\delta E(b) = \frac{2N(b)}{\psi} \int_{r_m}^{\infty} dr \frac{F(r)}{\sqrt{1 - U(r)/E_{\perp}}}, \quad (4)$$

где $F(r)$ – сила торможения. Учитывая (2)–(4), средняя потеря энергии, теряемая одним атомом при прохождении трубки длиной L , будет

$$\Delta E(E_{\perp}) = \int db \delta E(b) \frac{dP}{db} = \frac{4L}{\pi a^2} \int_0^{a-r_0} db \int_{r_m(b, E_{\perp})}^{\infty} dr \frac{F(r)}{\sqrt{1 - U(r)E_{\perp}}}. \quad (5)$$

Величина $r_m = r_m(b, E_{\perp})$ при $E_{\perp} = E\psi^2$, где ψ – начальный угол скольжения, является решением уравнения (1). Верхний предел внешнего интеграла (5) исключает пристеночную область прицельных параметров $a - r_0 \leq b \leq a$ (рис. 1), соответствующую близким столкновениям атомов с атомами стенок. Эти атомы не будут детектироваться на выходе из достаточно длинной трубки. Для атомов с прицельными параметрами $0 \leq b < a - r_0$ можно пренебречь ядерными тормозными потерями и рассеянием на большие углы, как и в случае отражения от плоской поверхности.

В отличие от цилиндрического канала, общую среднюю потерю энергии атома при прохождении плоского канала с шириной a и длиной L запишем в виде

$$\Delta E(E_{\perp}) = \quad (6)$$

$$= \frac{L}{a}(1-2r_0/a) \int_{r_m(E_{\perp})}^{\infty} dz \frac{F(z) + F(a-z)}{\sqrt{1 - (U(z) + U(a-z))/E_{\perp}}},$$

где $F(z)$ и $U(z)$ – сила торможения и потенциал взаимодействия с одной стенкой [1]. Расстояние $r_m(E_{\perp})$ определяется из уравнения (1) при $b = 0$. Для широких щелей ($a \gg r_0$) в (6) можно оставить только те компоненты сил и потенциалов, которые соответствуют взаимодействию с одной стенкой.

Потенциалы взаимодействия и силы торможения. Для дальнейших целей используем непрерывное приближение для потенциала $U_a(r)$ на основе атом-атомного потенциала $V_a(r)$ Фирсова–Мольер [11, 12] с соответствующей длиной экранирования, и распределение плотности атомных электронов Томаса–Ферми–Мольер [11]. Предполагая, что цилиндрическая трубка имеет толщину h стенок ($a \ll h \ll L$) и плотность атомов n , для потенциала $U_a(r)$ получим (подробнее см. дополнительные материалы)

$$U_a(r) = 4\pi n Z_1 Z_2 a \sum_{i=1}^3 \frac{c_i}{\lambda_i} I_0(\lambda_i r) K_1(\lambda_i a) \approx \\ \approx 2\pi n Z_1 Z_2 \sqrt{a/r} \sum_{i=1}^3 \frac{c_i}{\lambda_i^2} e^{-\lambda_i(a-r)}. \quad (7)$$

В этой формуле r является радиальным расстоянием атома от оси трубки, $Z_{1,2}$ – заряды ядер налетающего атома и атомов трубки, $I_0(x)$ и $K_1(x)$ – функции Макдональда, $c_i = (0.1, 0.55, 0.35)$, $\beta_i = (6, 1.2, 0.3)$ – коэффициенты в потенциале Мольер, $\lambda_i = \beta_i/a_F$, $a_F = 0.8853(\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^{-2/3} a_B$ – длина экранирования Фирсова. Здесь и везде далее используем атомные единицы $e = \hbar = m_e = 1$, a_B – радиус Бора. Правая часть формулы (7) справедлива при условии $\lambda_i a, \lambda_i r \gg 1$. Полагая в ней $a - r = z$ и $a/r \approx 1$, получим потенциал взаимодействия с гладкой плоской поверхностью [1], где z – расстояние от поверхности. Величина потенциалов взаимодействия и тормозных сил быстро убывает при удалении от стенок каналов, поэтому основной вклад в интегралы (5) и (6) дают области, близкие к точкам отражения. При этом очевидно, что для цилиндрических каналов большого радиуса характер взаимодействия атомов со стенка-

ми должен быть аналогичен тому, что имеет место и для плоской поверхности. Детальное рассмотрение скользящих взаимодействий в цилиндрическом канале выходит за рамки данного сообщения и будет проведено позже, а на данном этапе ограничимся локально-плоским приближением, воспользовавшись результатами [1].

Главным отличием цилиндрического канала от плоского является зависимость точки отражения $r_m(b, E_{\perp})$ от прицельного параметра b в формуле (5). Величина $r_m(E_{\perp})$ в (6) соответствует $r_m(0, E_{\perp})$ в (5). Благодаря этому атомы, вошедшие в торцевое сечение цилиндрического канала с разными прицельными параметрами, зондируют пристеночные области на разных расстояниях от стенок, тогда как в плоском канале все атомы будут отражаться от стенок на одинаковом расстоянии $r_m(E_{\perp})$. Суммарная сила торможения, аналогично отражению от плоской поверхности [1], включает сумму трех составляющих: $F(r) = F_m(r) + F_{vdw}(r) + F_e(r)$, где $F_m(r)$ – зеркальная (поляризационная) сила, $F_{vdw}(r)$ – сила трения Ван-дер-Ваальса, $F_e(r)$ – сила, обусловленная неупругим возбуждением электронов движущегося атома и атомов трубки (аналог силы электронного торможения в плотном веществе [13]). Общие выражения для зеркального потенциала и тормозных сил в локально-плоском приближении приведены в дополнительных материалах и в [1].

Результаты расчета и обсуждение. Численные расчеты проводились для движения атомов натрия в цилиндрической алюминиевой трубке и в плоской щели между гладкими пластинами алюминия. Выбор атомов натрия обусловлен наличием интенсивных дублетов частот поглощения ~ 2.1 и ~ 0.56 эВ и относительно небольшим отношением массы к энергии M/E для увеличения вклада силы трения Ван-дер-Ваальса. Необходимые для расчета значения частот поглощения и сил осцилляторов приведены в [1]. Для диэлектрической проницаемости алюминия, аналогично [1], использовались табличные данные [14] с аппроксимацией Друде для низких частот.

Результаты расчета энергетических потерь для цилиндрического и плоского каналов показаны в табл. 1, 2 и на рис. 2. В трех средних столбцах таблиц приведены вклады отдельных составляющих в расчете на одно отражение, а в последнем – относительные суммарные потери, рассчитанные для 100 отражений. Во всех случаях $E_{\perp} = E\psi^2$, ψ – начальный угол скольжения. Область действия ван-дер-ваальсовых тормозных сил, вообще говоря, не является точно определенной, но в рамках

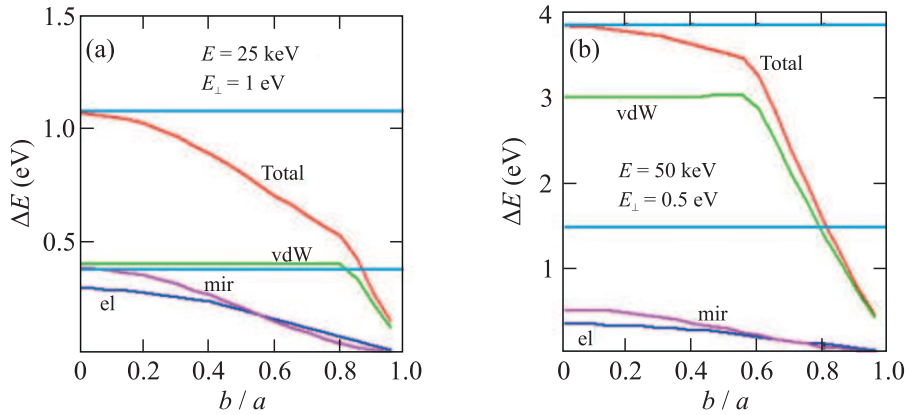


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость энергетических потерь атомов Na от прицельного параметра в цилиндрическом канале алюминия (в расчете на одно отражение). Кривые “el”, “mir”, “vdW”, “Total” соответствуют потерям на электронное, зеркальное и ван-дер-ваальсово торможение, “Total” – интегральные потери. Горизонтальные линии показывают величину интегральных потерь в цилиндрическом (нижняя линия) и плоском (верхняя линия) канале

Таблица 1. Тормозные потери атомов Na в цилиндрической трубке Al

E , keV	E_{\perp} , eV	ΔE_{vdw} , eV	ΔE_m , eV	ΔE_e , eV	Σ , eV	$100 \times \Delta E/E$
25	0.5	0.233	0.038	0.053	0.324	0.00130
	1	0.184	0.104	0.092	0.380	0.00152
	2	0.136	0.442	0.176	0.754	0.00302
50	0.5	1.22	0.138	0.106	1.464	0.00293
	1	0.981	0.518	0.186	1.685	0.00337
	2	0.729	3.20	0.361	4.29	0.00858
100	0.5	11.1	1.14	0.214	12.45	0.0125
	1	9.05	3.72	0.377	13.15	0.0131
	2	6.76	14.9	0.741	22.40	0.0224

дипольного приближения, использованного для этих целей [1], ограничена условием дипольности $r_a \ll r_m(b, E_{\perp})$, где r_a – радиус атома Na. Поэтому в расчетах тормозных ван-дер-ваальсовых потерь, аналогично [1], нижний предел внутреннего интеграла (5) ограничивался величиной $\max(4a_B, r_m(b, E_{\perp}))$. При этом минимальное расстояние r_m от стенок изменялось от $2.31a_B$ для $E = 25$ кэВ при $b = 0$, $E_{\perp} = 2$ эВ, до $2.35a_B$ для $E = 100$ кэВ (при тех же условиях). Во всех случаях предполагалось, что атомы Na оставались в нейтральном состоянии.

Как следует из приведенных результатов, общие и отдельные составляющие потерь энергии в плоском канале в два-три раза выше по сравнению с цилиндрическим каналом. При этом вклад сил трения Ван-дер-Ваальса всегда составляет заметную величину (более 50% при $E_{\perp} = 0.5$ эВ и около 10% в наихудшем случае при $E_{\perp} = 2$ эВ). Таким образом, величина энергетических потерь является индикатором тормозных сил, минимальных расстояний атомов от стенок, поперечной энергии и угла сколь-

жения. Учет малоуглового рассеяния при отражениях требует отдельного рассмотрения, но можно ожидать некоторого увеличения деканализирования и уменьшения общего числа прошедших частиц с одновременным снижением средних энергетических потерь на одну частицу.

Детектирующая система может состоять из связки цилиндрических трубок (капилляров) или из стопки (возможно, двух взаимно перпендикулярных стопок) пластин с заданным аспектным отношением L/a . Для регистрации сил трения Ван-дер-Ваальса (в рассматриваемом случае), по-видимому, целесообразно использовать атомные пучки с общей энергией ~ 25 –50 кэВ, с поперечной энергией 0.5–1 эВ и с кратностью отражений порядка 100. Выбор конкретных значений L и a может определяться соображениями технологического удобства. В частности, характеристики экспериментальной установки, обеспечивавшей получение нейтральных пучков атомов Na с энергией 3–80 кэВ, коллимацию и регистрацию после рассеяния от ориентированной кристаллической поверхности алюминия приводились в [15].

Таблица 2. Тормозные потери атомов Na в плоском канале Al

E , keV	E_{\perp} , eV	ΔE_{vdw} , eV	ΔE_m , eV	ΔE_e , eV	Σ , eV	$100 \times \Delta E/E$
25	0.5	0.559	0.13	0.163	0.852	0.00341
	1	0.394	0.379	0.289	1.062	0.00425
	2	0.278	1.87	0.575	2.723	0.0109
50	0.5	3.0	0.503	0.328	3.831	0.00766
	1	2.12	2.07	0.585	4.775	0.00955
	2	1.49	13.9	1.19	16.58	0.0332
100	0.5	27.9	4.16	0.66	32.72	0.0327
	1	19.7	13.9	1.19	34.79	0.0348
	2	13.9	59.9	2.46	76.26	0.0763

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Кабардино-Балкарского государственного университета. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

- Г. В. Дедков, “Диссипативное ван-дер-ваальсово и зеркальное взаимодействие атомов кэВ-ных энергий с поверхностью металла при скользящих отражениях”, Письма в ЖЭТФ **123**(4) 257 (2026) [G. V. Dedkov, “Dissipative Van der Waals and mirror interaction of keV-energy atoms at glancing reflections from the surface of metal”, JETP Lett. **123**, 238 (2026)].
- G. V. Dedkov, “Fullerene nanotubes can be used when transporting gamma-quanta, neutrons, ion beams and radiation from relativistic particles”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **143**, 584 (1998).
- G. V. Dedkov, “Characterization of nanotubes as microscale beam manipulators: transmission of neutral atoms and low-energy ions”, Surf. Coat. Technol. **158–159**, 75 (2002).
- L. M. Capparelli, G. Cavoto, D. Mazzilli, and A. D. Poloza, “Directional dark matter searches with carbon nanotubes”, Phys. Dark. Univ. **9–10**, 24 (2015).
- G. Cavoto, E. N. M. Cirillo, F. Cochina, J. Ferretti, and A. D. Poloza, “WIMP detection and slow ion dynamics in carbon nanotube arrays”, Eur. Phys. J. C **76**, 349 (2016).
- F. Pandolfi, I. Rago, G. Cavoto, C. Mariani, A. Apponi, and A. Ruocco, “The dark PMT: A novel directional light dark matter detector based on vertically aligned carbon nanotubes”, Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. A **1050**, 168116 (2023).
- D. S. Gemmell, “Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals”, Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).
- X. Artru, S. P. Fomin, N. F. Shul’ga, K. A. Ispirian, and N. K. Zhevago, “Carbon nanotubes and fullerites in high-energy and X-ray physics”, Phys. Rep. **412**, 89 (2005).
- L. Karbunar, D. Borcka, and I. Radovic, “Image potential and stopping force in the interaction of fast ions with carbon nanotubes: the extended two-fluid hydrodynamical model”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **366**, 83 (2016).
- N. Nescovic, S. Petrovic, and M. Cosic, *Rainbow in channeling of charged particles in crystals and nanotubes, Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology* (Springer International Publishing AG, Switzerland, 2017), v. 25.
- G. Moliere, “Theorie der streuung schneller geladener teilchen I Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld”, Z. Naturforsch. A **2**, 133 (1949).
- О. Б. Фирсов, “Расчет потенциала взаимодействия атомов”, ЖЭТФ **33**(5), 696 (1957) [O. B. Firsov, “Calculation of the interaction potential of atoms”, Soviet Phys. JETP **6**(3), 534 (1958)].
- О. Б. Фирсов, “Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях”, ЖЭТФ **36**, 1517 (1959) [O. B. Firsov, “A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions”, Soviet Phys. JETP **9**(5), 1076 (1959)].
- Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E. D. Palik (Academic Press, San Diego, London, Boston, N.Y., Sydney, Tokyo, Toronto, 1985).
- A. Schuller and H. Winter, “Interaction potentials for Na, Al and Ar atoms from rainbow scattering under axial surface channeling from Al(111) and Al(001) surfaces”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **256**, 122 (2007).