

Лазерное формирование источника ионов для нанотехнологий

Б. Г. Фрейнкман, А. В. Елецкий⁺, С. И. Зайцев

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺*Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 июня 2003 г.

После переработки 14 июля 2003 г.

Предложен и проанализирован метод формирования холодных ионных пучков, основанный на лазерной коллимации и последующей лазерной ионизации атомного пучка. Коллимация первичного атомного пучка, образованного стандартным способом, осуществляется путем поперечного охлаждения резонансным лазерным излучением. Лазерное излучение используется также для многоступенчатой ионизации атомов пучка. Преимущества рассматриваемого метода формирования ионных пучков связаны с низким разбросом начальной энергии пучка (менее 10^{-1} эВ) и высоким эмиттансом в области виртуального источника $\sim 10^{-6}$ см·рад при токе пучка на уровне микроампер. Высокий уровень монохроматичности пучка позволяет заметно подавить эффект хроматической абберации, что открывает привлекательную возможность использования таких источников в ионной литографии. Кроме этого, предлагаемый метод позволяет расширить набор элементов, используемых в ионных источниках, что представляет самостоятельную технологическую ценность.

PACS: 81.16.–с

В настоящее время одно из основных направлений развития нанотехнологии связано с уменьшением масштаба разрешения литографического процесса до уровня ниже 100 нм [1]. Возможности продвижения в этом направлении для ионной литографии ограничены в первую очередь хроматической абберацией, связанной с разбросом начальной энергии ионов (~ 5 эВ для жидкометаллического источника и ~ 2 эВ для источника на основе СВЧ разряда [2]).

В связи с последними достижениями в области лазерной коллимации и фокусировки атомных пучков (см., например, [3–5]) возник интерес к возможности технологического использования атомных пучков. При этом принципиальное ограничение на предельное разрешение связано только с квантовыми эффектами и определяется длиной волны де Бройля для атомов, т.е. величиной порядка 0.1 нм. Однако применение атомной литографии ограничено в связи с относительно низкой энергией атомов в пучках, которой недостаточно для проведения таких процессов, как экспонирование резиста, имплантация, травление и др.

Естественным путем преодоления этой проблемы представляется получение пучка ионов из рассматриваемого атомного пучка в результате его лазерной ионизации, как это делается в лазерной ионизационной спектроскопии и при лазерном разделении изотопов [6–10]. При этом возможно существенное увеличение энергии ионного пучка при сохранении высокой степени коллимации, если применить стандарт-

ные электростатические коллимирующие линзы. В данной работе анализируется возможность реализации такого комбинированного метода формирования ионных пучков.

1. Формирование атомного пучка. Мы предполагаем использование стандартного источника пучка нейтральных атомов, примером которого может служить печь, содержащая насыщенный пар какого-либо вещества. Поток атомов в пучке определяется давлением насыщенного пара при температуре печи и пропускной способностью выходного канала [11]. При этом в случае использования металлов, обладающих достаточно высокой летучестью, легко достигаются потоки атомов в пучке порядка $10^{13}–10^{15}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Так для атомов Ga, который используется в жидкометаллическом источнике, указанное значение плотности потока атомов в пучке достигается при температуре печи порядка 1100–1200 К. Путем диафрагмирования атомного пучка его угловая расходимость может быть сделана достаточно малой. Это приведет к некоторому снижению интенсивности атомного пучка. Однако даже при не полной ионизации, эта интенсивность атомного пучка может обеспечить ионный ток $\sim 10^{-8}–10^{-6}$ А, существенно превышающий ток на выходе из жидкометаллического источника $\sim 10^{-9}$ А. Примером успешного решения задачи формирования атомного пучка с малой угловой расходимостью может служить опубликованная недавно работа [5], где источником пучка атомов Cs диаметром $d_a \sim 1.4$ мм, интенсивностью $j_a \sim 10^{12}$ атом/см 2 ·с

и с угловой расходимостью $r'_a \sim 0.4$ мрад служил пар при температуре $T \sim 410$ К.

2. Лазерная коллимация атомных пучков. Лазерная коллимация атомного пучка основана на его резонансном взаимодействии с ортогональным к нему лазерным лучом [3–6]. В классическом рассмотрении сила, действующая на двухуровневый атом, поглощающий резонансное лазерное излучение, пропорциональна разности импульсов, передаваемых атому при поглощении, с одной стороны, и спонтанном и стимулированном испускании фотона, с другой стороны. При этом в силу когерентности лазерного излучения импульсы, передаваемые атому при поглощении и стимулированном излучении, равны друг другу и противоположны по направлению, в то время как направление спонтанного излучения произвольно. Поэтому в среднем сила, действующая на атом, направлена вдоль лазерного излучения и пропорциональна разности импульсов фотона и атома и вероятности спонтанного излучения верхнего уровня. Передаваемый импульс зависит от расстройки частоты лазерного излучения относительно центра линии атомного поглощения с учетом эффекта Доплера, который определяется скоростью теплового движения атомов. Общее выражение для радиационной силы трения, действующей на атом со стороны резонансного лазерного излучения, имеет вид [12]

$$\mathbf{F} = \eta \mathbf{k} \gamma \left[\frac{V_0^2}{(\omega - \omega_0 - kv)^2 + \gamma^2/4 + 2V_0^2} \right], \quad (1)$$

где ω , \mathbf{k} – частота и волновой вектор лазерного излучения, ω_0 , γ – частота и радиационное время жизни атомного перехода, \mathbf{v} – скорость атома и V_0 – частота Раби ($2V_0^2$ – дипольный потенциал атомного перехода, пропорциональный интенсивности лазерного излучения). Для коллимации атомного пучка необходимо, по крайней мере, два лазерных луча, направленных навстречу друг другу и ортогональных продольной скорости атомного пучка. При этом за счет выбора частоты лазерного излучения можно обеспечить эффективное взаимодействие атомов только с лучом, распространяющимся навстречу поперечной скорости атома. В этом случае выражение для силы трения при произвольных значениях V_0 имеет вид [12]

$$\mathbf{F} = \eta \mathbf{k} \gamma \left[\frac{V_0^2}{(\omega - \omega_0 - kv)^2 + \gamma^2/4 + 2V_0^2} - \frac{V_0^2}{(\omega - \omega_0 + kv)^2 + \gamma^2/4 + 2V_0^2} - \left(\frac{V_0}{\omega - \omega_0} \right)^6 \frac{kv(\omega - \omega_0)}{4(kv)^2 + \gamma^2} \right]. \quad (2)$$

В достаточно слабых полях главную роль при всех скоростях атомов играют первые два слагаемых. При $(\omega - \omega_0) < 0$ эта сила тормозит, а при $(\omega - \omega_0) > 0$ ускоряет атомы, имеющие встречную поперечную скорость по отношению к направлению лазерного луча. Для не слишком слабых полей $V_0^2 > (\omega - \omega_0)\gamma$ более важным в области умеренных скоростей ($v \leq \gamma/k$) становится последнее слагаемое. Эта сила обращается в нуль при $|v| = (\gamma/2k)\sqrt{[V_0/(\omega - \omega_0)\gamma]^4 - 1}$ и имеет по два максимума в области больших скоростей $kv - \pm(\omega - \omega_0)$ и в области малых скоростей $kv \sim \pm\gamma/2$. Зависимость этой силы от скорости атома представлена схематически на рис.1.

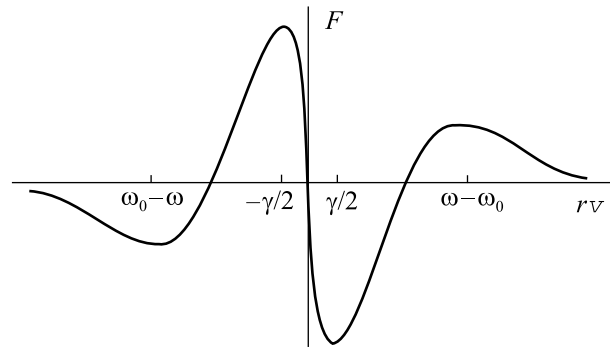


Рис.1. Характерный вид зависимости силы трения от скорости, описываемой выражением (2)

Выражения (1), (2) позволяют оценить возможности радиационной коллимации атомных пучков по резонансному значению силы торможения и ширине резонанса. Для видимого излучения ($\gamma \sim 10^7$ Гц) и тепловых скоростей атомов ($v \sim 10^4 - 10^5$ см/с) изменение скорости в области эффективного торможения составит $\Delta v \sim 10^2 - 10^3$ см/с, а время торможения $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с при интенсивности лазерного излучения < 0.1 Вт/см², что соответствует продольному размеру области облучения $\sim 0.1 - 1$ см. Таким образом, эффективное использование радиационной коллимации тепловых потоков атомов требует уменьшения начальной угловой расходимости пучка до $\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ рад.

Следует также отметить, что уже при сравнительно малой интенсивности лазерного излучения $\gg 1$ Вт/см² в процессе лазерной коллимации достигается насыщение резонансно возбужденного состояния. Это в значительной степени облегчает задачу последующей многоступенчатой лазерной ионизации атомов.

3. Лазерная ионизация атомных пучков. Конкретная реализация схемы лазерной ионизации атомно-

го пучка определяется сортом атома и интенсивностью пучка. При выборе схемы уместно использовать многолетний практический опыт, накопленный в ходе развития программы лазерного разделения изотопов в парах (AVLIS) [7–10, 13, 14]. При этом набор элементов, для атомов которых осуществлена изотопически селективная лазерная ионизация, весьма широк и включает в себя, в частности, такие элементы, как Pt [7], U [8, 9], Ti [10], Li [13], Ca [14] и др. Ионизация атомов, составляющих коллимированный пучок, осуществляется по многоступенчатой схеме с помощью перестраиваемых по частоте лазеров. На первой ступени может быть использовано резонансное излучение лазера, с помощью которого производилась коллимация атомного пучка. В условиях насыщения заселенности основного (N_0) и резонансно возбужденного (N_1) состояний связаны между собой соотношением

$$N_0/g_0 = N_1/g_1, \quad (3)$$

где g_0 и g_1 – статистические веса соответствующих состояний.

Последующая ионизация резонансно возбужденных атомов может быть осуществлена либо в одну, либо в две ступени, причем в любом случае лимитирующей стадией является процесс лазерной фотоионизации возбужденного атома. Для оценки необходимой интенсивности ионизирующего лазерного излучения потребуем, чтобы ионизация возбужденного атома произошла в достаточно узкой области пространства, где изменение потенциала электрического поля относительно невелико. Задавая размер этой области l , сформулируем указанное выше требование в виде

$$I \geq \eta \omega_{pi} v / \sigma_{pi} l, \quad (4)$$

где I – интенсивность лазерного излучения, $\hbar \omega_{pi}$ – энергия лазерного кванта, v – продольная скорость атомного пучка, σ_{pi} – сечение фотоионизации возбужденного атома. Используя для оценки этого параметра формулу Крамерса [15], описывающую сечение фотоионизации высоковозбужденного атома водорода с эффективным значением главного квантового числа $n \gg 1$

$$\sigma_{pi} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{cn^5 \eta^6 \omega^3 l}, \quad (5)$$

и подставляя в соотношение (4) характерные значения $\hbar \omega \approx 2$ эВ, $l \sim 0.01$ см, $v \sim 10^5$ см/с, получаем, что эффективная фотоионизация возбужденных атомов в области заданного размера l осуществляется при условии $I \gg 100n^5$ Вт/см². Данное условие легко выполняется для не слишком больших значений $n \sim 3-5$ в результате фокусировки лазерного луча.

4. Оценка основных параметров ионного источника. Принципиальная схема установки, реализующей предлагаемый метод коллимации ионного пучка, изображена на рис.2. Оценим основные характеристики этой установки, исходя из значений параметров

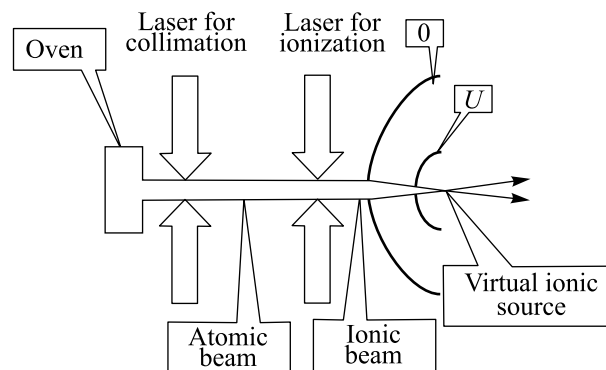


Рис.2. Принципиальная схема лазерного источника ионов

атомного пучка, достигнутых в работе [5]. Лазерная ионизация атомного пучка с последующей фокусировкой ионного пучка с помощью иммерсионной линзы типа сферического конденсатора позволяет сформировать в фокальной плоскости этой линзы виртуальный источник ионов с током $\sim 10^{-7}$ А. С учетом параметров этой линзы [16]

$$M = \frac{R_a}{R_c - 2R_a}; \quad R_i = R_c M, \quad (6)$$

где M – масштаб линейного увеличения, R_c – радиус внешней сферы, R_a – радиус внутренней сферы и R_i – радиус поверхности изображения. В соответствии с соотношением Гельмгольца–Лагранжа [17]

$$MG = \sqrt{U_0/U_i} \quad (7)$$

где G – масштаб углового увеличения, U_0, U_i – потенциалы пространства предмета и изображения, радиус этого источника выражается следующей формулой:

$$r_i = r'_a R_c \sqrt{U_0/U_i}, \quad (8)$$

а его эмиттанс –

$$r_i G = r'_a \frac{R_c U_0}{M U_i}. \quad (9)$$

При $M = 0.1$, $R_c = 50$ мм, $U_0 = 0.1$ эВ и $U_i = 1$ кВ это приводит к значениям $r_i \sim 1.2 \cdot 10^{-5}$ см и $r_i G \sim 7 \cdot 10^{-7}$ см·рад. Энергетический разброс, определяемый в данном случае только температурой печи, будет составлять ~ 0.035 эВ.

В качестве конкретного примера рассмотрим формирование пучка ионов галлия (Ga), который обычно используется в технологии ионного травления. Атом

Ga имеет потенциал ионизации 6 эВ и сильную линию резонансного поглощения $4p^2P_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$ с $\lambda = 403$ нм. Вероятность спонтанного излучения для этого перехода составляет $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ [18]. Это дает величину интенсивности насыщения в условиях преобладания доплеровского механизма уширения резонансного перехода $I_c = 8\pi\langle v \rangle \hbar \omega / \lambda^3 \sim 15 \text{ Вт/см}^2$ ($\langle v \rangle$ – средняя тепловая скорость атомов). Существующие жидкостные лазеры на красителях легко обеспечивают насыщение рассматриваемого перехода. Так, лазер, работающий на растворе 4,4'-дифенилстильбена в диоксане, накачиваемый излучением импульсного эксимерного XeCl-лазера с $\lambda = 308$ нм является эффективным (к.п.д. до 11%) источником когерентного излучения, перестраиваемого по частоте в диапазоне длин волн 299–416 нм [19]. Длина зоны коллимации атомного пучка L_c определяется на основании требования, согласно которому поперечный импульс атомов, связанный с их тепловым разбросом скоростей, подавляется в результате воздействия резонансного лазерного излучения. В условиях насыщения резонансного перехода указанное требование не зависит от интенсивности лазерного излучения и имеет следующий вид:

$$L_c \sim M\langle v \rangle \alpha / \hbar k T. \quad (10)$$

Здесь M – масса атома, α – исходная угловая расходимость атомного пучка, коллимированного с помощью диафрагмы. Оценка на основании (10) для $\alpha = 0.01$ дает значение $L_c \sim 1.5$ см.

Ионизация резонансно возбужденных атомов Ga может осуществляться с помощью того же лазера, что и его возбуждение, однако в этом случае необходима интенсивность лазерного излучения не ниже $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Указанная величина достигается в результате фокусирования импульсного лазерного луча в зоне ионизации. Поскольку интенсивность возбуждения много меньше интенсивности ионизации, в зоне возбуждения ионизации атомов не происходит.

Таким образом, рассматриваемый источник по току и эмиттансу не уступает жидкометаллическому источнику и источнику на основе СВЧ разряда [2], а по разбросу начальной энергии в десятки раз превосходит их. Такой подход практически подавляет хроматическую аберрацию ионно-оптической системы – один из основных факторов, определяющих разрешение литографического процесса. Другая важная особенность данного источника связана с возможностью практически безынерционного изменения тока пучка за счет изменения интенсивности ионизирующего лазера. Следует также отметить, что выбор сорта атома в пучке требует наличия соответствующих

источников лазерного излучения и в этом смысле не является вполне произвольным. Однако в случае использования пучка атомов металлов существующие возможности техники перестраиваемых по частоте лазеров позволяют осуществлять эффективную многоступенчатую ионизацию атомов любого сорта. Нам представляется, что, в силу указанных особенностей описанный подход к формированию источников ионов может найти широкое применение в нанотехнологии.

1. К. А. Валиев, *Физика субмикронной литографии*, М.: Наука, 1990.
2. *Физика и технология источников ионов*, сб. под ред. Я. Брауна, М.: Мир, 1998.
3. С. Чу, К. Н. Коэн-Тануджи, У. Д. Филипс, *УФН* **169**, 274 (1999).
4. G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1636 (1992).
5. F. Lison, H.-J. Adams, D. Haubrich et al., *Appl. Phys.* **B65**, 419 (1997).
6. Н. Б. Делоне, *Взаимодействие лазерного излучения с веществом*, М.: Наука, 1989.
7. P. Peuser, F. Ames, J. Bohn et al., *Appl. Phys.* **B38**, 249 (1985).
8. V. K. Mago, B. Lal, A. K. Ray et al., *J. Phys.* **B20** 6021 (1987).
9. H. D. V. Böhm, W. Michaelis, and C. Weitkamp, *Opt. Commun.* **26**, 177 (1978).
10. Y. Mariyama, Y. Suzuki, T. Arisawa, and K. Shiba, *Appl. Phys.* **B44**, 163 (1987).
11. Т. А. Ворончев, В. Д. Соболев, *Физические основы электровакуумной техники*, М.: Высшая школа, 1967.
12. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, М.: Наука, 1991.
13. T. Arisawa, Y. Mariyama, Y. Suzuki, and K. Shiba, *Appl. Phys.* **B28**, 73 (1982).
14. U. Brinkmann, W. Hartig, H. Telle, and H. Walther, *Appl. Phys.* **5**, 109 (1974).
15. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, Т.1, М.: Наука, 1968.
16. P. Schange, H. Bruining, and J. C. Francken, *Philips Res. Rep.* **7**, 119 (1952).
17. Л. А. Баранова, С. Я. Явор, *Электростатические электронные линзы*, М.: Наука, 1986.
18. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
19. А. А. Maljutin, In: *Handbook of Physical Quantities*, Eds. I. S. Grigoriev and Z. Meilikhov, Ch. 34, CRC Press Boca Raton, NY, 1997.