

Способ выделения изотопа ^{40}K из пучка атомов калия с помощью оптической ориентации атомов и радиочастотного возбуждения целевого изотопа.

А.И.Никитин, А.М.Величко, А.В.Внуков, К.К.Мальцев, Ш.Ш.Набиев*.

Институт энергетических проблем химической физики РАН
117829, Москва, Ленинский просп., 38, корп.2,

FAX: (095) 939-75-01; e-mail: anikitin@chph.ras.ru

* РНЦ "Курчатовский институт" – Институт молекулярной физики
123182, Москва, пл. Курчатова, 1.

FAX: (095) 194-19-94; e-mail: nabiev@imp.kiae.ru

RU0310939

Изотопы калия с массовыми числами 39, 40 и 41 в настоящее время производятся с помощью метода отклонения ионов различной массы в однородном магнитном поле. Энергетические затраты на получение единицы массы целевого изотопа указанным способом довольно велики, в связи с чем стоимость выделенных изотопов, особенно изотопа ^{40}K , очень высока.

В последние десятилетия получили широкое развитие методы лазерного разделения изотопов, в которых выделение целевого изотопа из смеси обеспечивается селективным возбуждением выбранного сорта атомов или молекул с помощью узкополосного лазерного излучения, приводящим к ионизации атомов или к диссоциации молекул [1]. Однако стандартные методы лазерного разделения изотопов оказались неприемлемыми для разделения изотопов калия (и некоторых других элементов средних масс) в связи с тем, что изотопические сдвиги спектров поглощения атомов калия очень малы. Например, сдвиг линий поглощения изотопов ^{39}K и ^{41}K на частоте перехода $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ $\nu = 12988,7 \text{ см}^{-1}$ (длина волны $\lambda = 0,7699 \text{ мкм}$) составляет всего $0,01 \text{ см}^{-1}$ [2]. Возможность встраивания атомов калия в молекулы с целью селективной диссоциации молекул в газовой фазе тоже исключена, так как атомы калия не образуют летучих соединений.

Изотопы калия, однако, заметно отличаются частотами перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного электронного состояния атома, попадающими в область радиодиапазона. Сверхтонкое расщепление уровней у атомов возникает из-за взаимодействия спина ядра I со спином валентного электрона S . Для ^{39}K и ^{41}K $I = 3/2$ и магнитный момент ядра положителен, а для ^{40}K $I = 4$ и магнитный момент ядра отрицателен [3]. Величины полного момента атома $F = S + I$ для ^{39}K и ^{41}K могут принимать значения $F = 2$ и $F = 1$, а для ^{40}K – $F = 4^{1/2}$ и $F = 3^{1/2}$. Частоты перехода между уровнями $F = 2$ и $F = 1$ в нулевом магнитном поле для ^{39}K и ^{41}K составляют, соответственно, 461,723 МГц и 264,018 МГц, а частота перехода $F = 4^{1/2} \rightarrow F = 3^{1/2}$ для ^{40}K равна 1285,790 МГц [3]. В магнитном поле энергетический уровень расщепляется на $2F + 1$ подуровней, отвечающих различным значениям проекции m_F вектора F на направление магнитного поля. В случае ^{39}K и ^{41}K для группы подуровней $F = 2$, $m_F = 2, 1, 0, -1$ происходит рост энергии с увеличением H , а для группы уровней $F = 2$, $m_F = -2, F = 1$, $m_F = -1, 0, 1$ энергия с ростом H уменьшается. Для ^{40}K группа уровней, энергия которых растет с H , это $F = 3^{1/2}$, $m_F = -3^{1/2}, -2^{1/2}, -1^{1/2}, -^{1/2}, ^{1/2}, 1^{1/2}, 2^{1/2}, 3^{1/2}$ и $F = 4^{1/2}$, $m_F = 4^{1/2}$, а уменьшение энергии происходит для группы уровней $F = 4^{1/2}$, $m_F = 3^{1/2}, 2^{1/2}, 1^{1/2}, ^{1/2}, -^{1/2}, -1^{1/2}, -2^{1/2}, -3^{1/2}$ и $-4^{1/2}$.

Указанное большое различие частот переходов между уровнями сверхтонкой структуры различных изотопов калия послужило основой идеи изменения спектров поглощения атомов за счет оптического ориентирования и изменения населенностей уровней в радиочастотном поле [4]. Благодаря этой процедуре расстояние между линиями спектра разных изотопов можно увеличить с $0,01 \text{ см}^{-1}$ до $0,02 - 0,03 \text{ см}^{-1}$, что может обеспечить получение достаточно высокой селективности возбуждения атомов. Однако не исключена вероятность того, что заметное уширение линий из-за столкновений атомов в газе или полевое уширение линий могут привести к необходимости проводить разделение изотопов калия с использованием атомного пучка. Работа с атомным пучком позволяет по-другому подойти к проблеме выделения целевого изотопа из смеси.

Известен класс установок на пучках атомов и молекул для исследования магнитных свойств ядер, атомов и молекул [3]. В этих установках атомный пучок последовательно пропускается через область неоднородного магнитного поля, область, в которой на атомы действует высокочастотное поле, и через вторую область с неоднородным магнитным полем. Общим правилом воздействия неоднородного магнитного поля на атомы является отклонение атомов в состояниях, энергия которых увеличивается с ростом напряженности магнитного поля, в область более слабого поля и, наоборот, отклонение второй группы состояний в область сильного поля. При работе с атомными пучками большой интенсивности наиболее технологично применение четырехполюсных или шестиполюсных магнитов, в которых

напряженность магнитного поля при смещении от оси магнита на расстояние r описывается функцией $H = (a/2)r^2$ [3]. Таким образом, при пропускании пучка атомов калия через такой магнит можно осуществить фокусировку на некотором расстоянии от магнита атомов ^{39}K и ^{41}K в состояниях $F = 2$, $m_F = 2, 1, 0, -1$ и атомов ^{40}K в состояниях $F = 3^{1/2}$, $m_F = -3^{1/2}, -2^{1/2}, -1^{1/2}, -1/2, 1/2, 2^{1/2}, 3^{1/2}$ и $F = 4^{1/2}$, $m_F = 4^{1/2}$. Атомы, находящиеся в других состояниях, будут выведены из пучка. В области фокуса можно с помощью радиочастотного поля осуществить переход в системе уровней сверхтонкой структуры одного из изотопов, в результате чего условия прохождения атомов этого изотопа через область второго неоднородного поля изменятся: если атомы изотопов, незатронутых радиоизлучением, по-прежнему будут фокусироваться вторым магнитом, то атомы изотопа, на которые оказано воздействие, будут выводиться из пучка. Эти рассеянные атомы, в принципе, могут быть собраны, в связи с чем описанная установка может быть использована для разделения изотопов калия.

У описанного классического метода, предназначенного, в основном, для исследовательских целей, имеется ряд недостатков, делающих его малоприменимым для целей разделения изотопов, для которых одним из основных условий являются обеспечение максимально возможных значений интенсивностей атомных пучков.

1) Размер фокального пятна из-за aberrаций первой магнитной линзы заметно превышает размеры отверстия источника атомного пучка. Поскольку это пятно играет роль источника атомного пучка для второго магнита, оно не может быть слишком большим (его размеры должны быть сопоставимы с размерами первичного источника). Необходимость коллимирования атомного пучка в зоне фокусировки приведет к значительному уменьшению его интенсивности.

2) Целевой изотоп желательно собирать фокусировкой, а не дефокусировкой атомов. Описанная установка, в которой используются четырехполюсные или шестиполюсные магниты, этого обеспечить не может.

3) При селекции состояний атомов в первом магните теряется 50% атомного пучка, что создает дополнительную нагрузку на систему откачки.

Целью настоящей работы является увеличение потока желательного изотопа за счет роста интенсивности атомного пучка и повышение селективности отбора атомов нужного изотопа за счет уменьшения площади сечения коллектора. Указанная цель достигается тем, что, в отличие от описанной традиционной схемы, приготовление поляризованного состояния атомов калия производится не их сортировкой в неоднородном магнитном поле, а способом оптического ориентирования циркулярнополяризованным светом [5]. При воздействии на атомы калия циркулярнополяризованного излучения, резонансного переходу $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ ($\lambda = 0,7699$ мкм), распространяющегося вдоль вектора H_0 магнитного поля, оптические переходы между подуровнями сверхтонкой структуры подчиняются правилам отбора $\Delta F = 0, \pm 1$, $\Delta m_F = +1$ для право-циркулярнополяризованного света (σ^+) и $\Delta m_F = -1$ для лево-циркулярнополяризованного света (σ^-). Поглотив квант света, атом находится в возбужденном состоянии примерно в течение $\tau = 27$ нс [6], а затем испускает его, причем поляризация излученного света может быть произвольной. При этом могут заселяться все магнитные подуровни основного состояния атома, в том числе и уровень $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$. Однако, поскольку в возбужденном состоянии $4^2P_{1/2}$ нет подуровня с $m_F = 3$, поглощательные переходы, для которых уровень $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$ является нижним, происходить не будут. В результате многократного повторения процесса поглощения-переизлучения света все атомы калия окажутся в состоянии $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$. При облучении атомов лево-циркулярнополяризованным светом (σ^-) описанный процесс приведет к преимущественному заселению уровня $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = -2$. Для реализации описанного процесса нужно, чтобы оптическое излучение не вызывало перехода $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$, частота которого $13046,484$ см $^{-1}$ превышает частоту перехода $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ на $57,78$ см $^{-1}$. Из-за малости изотопного сдвига в ходе описанного процесса произойдет оптическая ориентация атомов всех изотопов калия.

Схема устройства для комбинированного оптического и радиочастотного способа разделения изотопов калия показана на рис. 1. Навеска 1 естественной смеси изотопов калия (93,258 % ^{39}K , 0,0117 % ^{40}K и 6,730 % ^{41}K) помещена в камеру источника 2, поддерживаемую при температуре 605 К – 615 К (332°C – 342°C) с помощью нагревателя 3, при этом внутри камеры давление паров калия составляет 0,75 – 1 Тор (100 – 150 Па). При $T = 605$ К средняя скорость атомов калия в камере источника $v = 564,5$ м/с, а наиболее вероятная скорость атомов в пучке $v_B = 609,5$ м/с. Система отверстий 4 в стенке камеры источника диаметром 0,4 мм с общей площадью около 5 мм 2 служит для формирования атомного пучка 5, распространяющегося внутри вакуумной камеры, в которой с помощью насосов поддерживается давление 10^{-3} – 10^{-4} Па ($7,5 \cdot 10^{-6}$ – $7,5 \cdot 10^{-7}$ Тор). Для коллимирования атомного пучка используются диафрагмы 6 и 7. Атомный пучок 5, прошедший через диафрагму 6, попадает в область 8, заполненную

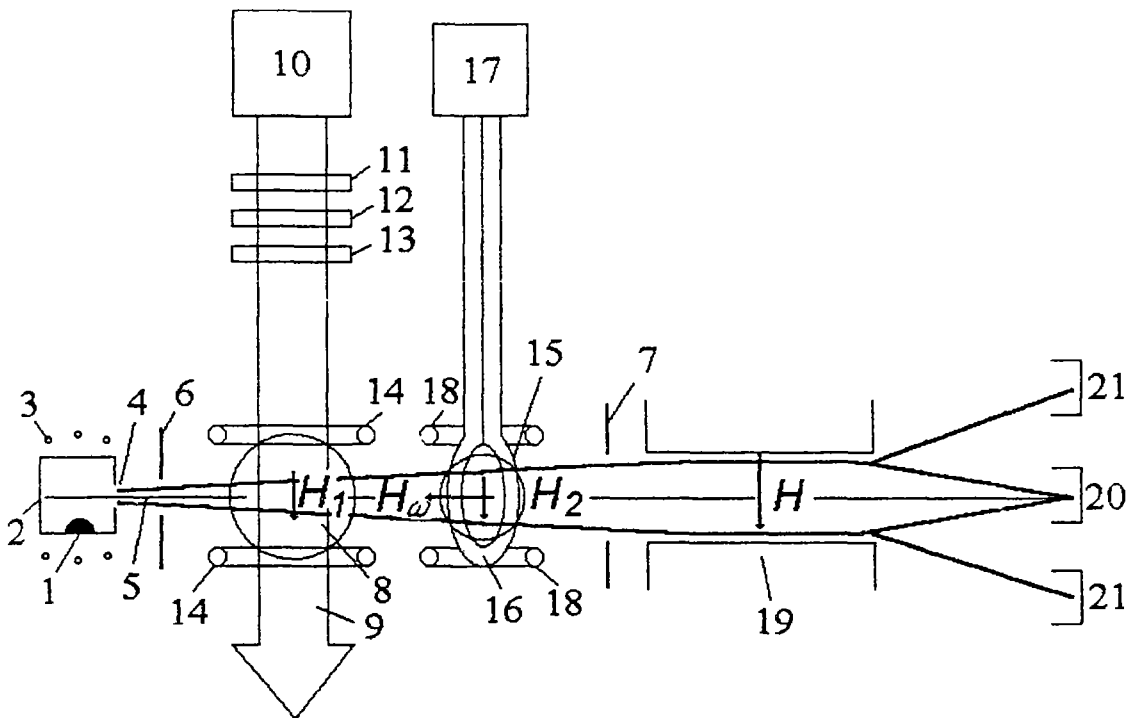


Рис.1

оптическим излучением 9 с длиной волны $\lambda = 0,7699$ мкм. Оптическое излучение, резонансное с частотой перехода $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ в атоме калия, может быть получено с помощью лазера или газоразрядной калиевой лампы 10. Во втором случае для получения линейно-поляризованного света на одной лишь D_1 -линии ($\lambda = 0,7699$ мкм) он должен быть пропущен через поляризатор 11 и оптический фильтр 12. Вслед за фильтром на пути светового луча расположена четвертьволновая пластина 13, обеспечивающая получение циркулярно-поляризованного света. Воздействие света на атомы в зоне 8 производится в слабом магнитном поле H_1 , создаваемом катушками 14. Под действием излучения в области 8 будет происходить оптическая ориентация атомов калия. При действии право-циркулярнополяризованного света атомы ^{39}K и ^{41}K , выходящие из зоны 8, будут преимущественно находиться в состоянии $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$, а атомы ^{40}K – в состоянии $4^2S_{1/2}$, $F = 4^{1/2}$, $m_F = 4^{1/2}$. В случае облучения области 8 лево-циркулярнополяризованным светом атомы ^{39}K и ^{41}K окажутся в состоянии $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = -2$, а атомы ^{40}K – в состоянии $4^2S_{1/2}$, $F = 4^{1/2}$, $m_F = -4^{1/2}$. Приняв, что для осуществления процесса оптической ориентации атом должен совершить 1000 циклов поглощения-излучения света, находим, что минимальное значение времени его пребывания в зоне 8 равно $1000\tau = 2,7 \cdot 10^{-5}$ с. Это означает, что при наиболее вероятной скорости атомов калия в пучке $v_B = 609,5$ м/с длина зоны взаимодействия 8 вдоль пучка должна быть не меньше 1,65 см. Далее пучок поляризованных атомов пропускается через область 15 действия радиочастотного поля, создаваемого витком 16, через который проходит ток высокочастотного генератора 17. Катушки 18 служат для создания слабого магнитного поля H_2 , необходимого для индуцирования π -переходов между уровнями сверхтонкой структуры $\Delta F = 0, \pm 1$, $\Delta m_F = \pm 1$, для которых направление вектора напряженности осциллирующего магнитного поля H_ω , создаваемого витком 16, должно быть перпендикулярно вектору постоянного магнитного поля H_2 . При настройке частоты генератора 17 на частоту перехода между уровнями сверхтонкой структуры одного из изотопов калия можно осуществить переходы только в системе уровней этого изотопа, не затрагивая населенностей уровней других изотопов. При наличии резонансного радиоизлучения населенности подуровней сверхтонкой структуры будут осциллировать, причем частота осцилляции населенностей (частота Раби) равна $\Omega = (2\pi\mu_B H_\omega)/h$, где μ_B – магнетон Бора, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл [3]. В случае если действие переменного магнитного поля H_ω будет ограничено временем $\Delta\tau = \pi/\Omega$, в системе уровней сверхтонкой структуры одного из изотопов произойдет инверсия населенностей. Например, если в результате оптического ориентирования право-циркулярнополяризованным светом в системе уровней сверхтонкой структуры атомов ^{39}K и ^{41}K произошло заселение только уровня $4^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$, то после облучения атомного пучка π -импульсом длительностью $\Delta\tau$ на частоте 461,723 МГц в атомах ^{39}K окажется заселенным уровень $4^2S_{1/2}$, $F = 1$, $m_F = -1$. В случае работы с непрерывным

атомным пучком кратковременность воздействия радиочастотного поля на атомы можно осуществить, подобрав длину Δx области 15 из условия $\Delta x = v_B \cdot \Delta \tau$. Например, выбрав $\Delta x = 3$ см, при $v_B = 609,5$ м/с находим $\Delta \tau = 4,92 \cdot 10^{-5}$ с, откуда $H_\omega = 7,26 \cdot 10^{-7}$ Тл = $7,26 \cdot 10^{-3}$ Гс = $0,578$ А/м. Если магнитное поле H_ω генерируется переменным током с амплитудой I_ω , протекающим по витку 15 радиусом $R = 1,5$ см, то $I_\omega = H_\omega R / 2 = 4,3$ мА, что является приемлемым значением.

Для пространственного разделения изотопов, находящихся в различных состояниях сверхтонкой структуры, используется отклонение поляризованных атомов в неоднородном магнитном поле H , создаваемом четырехполюсным или шестиполюсным магнитом 19. В достаточно сильном магнитном поле связь спина ядра со спином валентного электрона разрывается, и магнитный момент атома определяется, в основном, спином электрона. Для ^{39}K и ^{41}K четыре уровня состояния $F = 2$ ($m_F = 2, 1, 0, -1$) коррелируют с положительной проекцией спина электрона на направление магнитного поля $m_S = +1/2$, а один уровень состояния $F = 2$ ($m_F = -2$) и три уровня состояния $F = 1$ ($m_F = -1, 0, +1$) коррелируют с отрицательной проекцией спина электрона $m_S = -1/2$. При росте напряженности магнитного поля энергия первой группы из четырех уровней растет, а энергия второй группы уменьшается. Для изотопа ^{40}K рост энергии с увеличением магнитного поля наблюдается для группы 9 уровней $F = 3^{1/2}$ ($m_F = -3^{1/2}, -2^{1/2}, -1^{1/2}, -1/2, 1/2, 1^{1/2}, 2^{1/2}, 3^{1/2}$) и $F = 4^{1/2}$, $m_F = 4^{1/2}$, а уменьшение энергии – для группы других 9 уровней $F = 4^{1/2}$ ($m_F = 3^{1/2}, 2^{1/2}, 1^{1/2}, 1/2, -1/2, -1^{1/2}, -2^{1/2}, -3^{1/2}, -4^{1/2}$). Сила, действующая на магнитный момент атома в неоднородном магнитном поле $F = \mu_{\text{эфф}} \cdot \text{grad } H$, где $\mu_{\text{эфф}}$ – проекция магнитного момента атома на направление магнитного поля, равная в сильных магнитных полях магнетону Бора μ_B . Для группы уровней, энергия которых увеличивается с ростом напряженности магнитного поля H , $\mu_{\text{эфф}}$ отрицательна; для другой группы, энергия которых уменьшается с ростом H , $\mu_{\text{эфф}}$ положительна [3]. Напряженность поля многополюсного магнита при увеличении расстояния от его оси r растет как $H = (a/2)r^2$, откуда $\text{grad } H = a \cdot r$. Сила $F = \mu_{\text{эфф}} \cdot a \cdot r$ будет стремиться отклонить к оси магнита (в направлении против градиента поля) атомы в состоянии с отрицательными значениями $\mu_{\text{эфф}}$ и, наоборот, отклонять к полюсам (в направлении градиента поля) атомы в состояниях с положительными $\mu_{\text{эфф}}$. Атомы, отклоняемые к оси, можно осадить на сборнике продукта 20, расположенном на оси пучка, а дефокусированные атомы можно собрать на кольцевом коллекторе 21.

Для выделения из смеси трех изотопов изотопа ^{39}K или ^{41}K нужно провести процедуру оптической ориентации атомов всех изотопов с помощью право-циркулярнополяризованного света на длине волны $\lambda = 0,7699$ мкм. В результате этого окажутся заселенными состояния $F = 2$, $m_F = 2$ для ^{39}K и ^{41}K и состояние $F = 4^{1/2}$, $m_F = 4^{1/2}$ для ^{40}K . С ростом напряженности магнитного поля энергия этих уровней увеличивается, в связи с чем после прохождения магнита 19 поляризованные атомы всех изотопов будут осаждаться на сборнике 20, расположенном на оси пучка. Если в области 15 воздействовать на атомный пучок π -импульсом радиочастотного излучения, магнитный вектор H_ω которого перпендикулярен вектору постоянного магнитного поля H_2 , создаваемого катушками 18, на частоте, соответствующей сверхтонкому расщеплению уровня $4^2S_{1/2}$ изотопа ^{39}K ($461,723$ МГц), то для него произойдет инверсия населенностей уровней $F = 2$, $m_F = 2$ и $F = 1$, $m_F = -1$. Атомы ^{39}K в состоянии $F = 1$, $m_F = -1$ отклонятся от оси пучка и попадут на коллектор 21, тогда как атомы ^{40}K и ^{41}K будут по-прежнему отклоняться на сборник 20. Для выделения из пучка на коллектор атомов ^{41}K нужно провести указанную выше процедуру, воздействуя на атомы в области 15 π -импульсом радиочастотного поля $\nu = 254,018$ МГц.

Наибольшую ценность представляет изотоп ^{40}K , и главным образом для его производства предназначена описываемая установка. Для выделения из пучка изотопа ^{40}K оптическую ориентацию атомов в области 8 нужно провести лево-циркулярнополяризованным светом. В результате этого окажутся заселенными уровни $F = 2$, $m_F = -2$ изотопов ^{39}K и ^{41}K и уровень $F = 4^{1/2}$, $m_F = -4^{1/2}$ изотопа ^{40}K . Энергия атомов в этих состояниях уменьшается при росте магнитного поля, в связи с чем все они будут отклоняться магнитом 19 от оси пучка в сторону коллектора 21. При подаче в область 15 π -импульса радиоизлучения на частоте $1285,79$ МГц в системе сверхтонких уровней изотопа ^{40}K произойдет переход $(F = 4^{1/2}, m_F = -4^{1/2}) \rightarrow (F = 3^{1/2}, m_F = -3^{1/2})$, в результате чего окажется заселенным уровень $F = 3^{1/2}$, $m_F = -3^{1/2}$, энергия которого увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. В результате этого атомы ^{40}K будут отклоняться к оси в сторону сборника 20, а атомы ^{39}K и ^{41}K будут по-прежнему идти по траекториям, выводящим их из пучка.

Поскольку в результате оптической ориентации происходит заселение лишь одного магнитного подуровня, изменение состояния атома выбранного изотопа под действием радиочастотного перехода приведет к изменению траекторий всех атомов, которые подверглись этому воздействию. Это должно привести к достижению высокой селективности

выделения изотопа из смеси. Кроме этого, процесс оптического ориентирования позволяет перевести в желательное квантовое состояние все атомы, тогда как эта процедура, выполняемая по классическому методу, приводит к потере 50 % атомов.

Как обсуждалось выше, малая протяженность областей 8 и 15 позволяет приблизить отверстие источника атомного пучка 4 ко входу магнита 19 на расстояние l_1 меньше 10 см, что должно способствовать увеличению угла захвата атомного пучка магнитом [7] до значений, недостижимых при работе по классической схеме.

И, наконец, предлагаемый метод позволяет собирать атомы целевого изотопа ^{40}K путем фокусировки их на малое входное отверстие сборника атомов 20, чего классическая схема не может обеспечить в принципе. Сбор атомов целевого изотопа путем фокусировки более предпочтителен перед сбором атомов путем дефокусировки, поскольку во втором случае селективность выделения изотопных атомов будет уменьшена за счет "засветки" большой площади коллектора 21 потоком рассеянных атомов.

Оценим технические возможности предлагаемого метода на примере выделения из естественной смеси изотопа ^{40}K .

Поток атомов dQ через отверстие площадью A_s в пределах телесного угла $d\omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ равен [3]:

$$dQ = (d\omega/4\pi)n\bar{v} \cos\theta A_s = (1/2) n\bar{v} A_s \sin\theta \cos\theta d\theta, \quad (1)$$

где n – плотность атомов в камере источника 2, \bar{v} – средняя скорость атомов ($\bar{v} = 1,13 (2kT/m)^{1/2}$; T – температура, k – постоянная Больцмана, m – масса атома), а θ – угол между направлением скорости атома и осью симметрии отверстия. Поток Q в пределах конуса с углом при вершине 2θ

$$Q = (1/2)n\bar{v} A_s \int_0^\theta \sin\theta \cos\theta d\theta = (1/4)n\bar{v} A_s \sin^2\theta. \quad (2)$$

При температуре камеры источника $T = 605$ К давление паров калия составляет 0,75 Тор (100 Па), плотность атомов $n = 1,199 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а $\bar{v} = 564,5$ м/с.

Длина свободного пробега атома

$$l_k = (\sqrt{2} n \pi d^2)^{-1}, \quad (3)$$

где d – диаметр атома. Приняв для атома калия при $T = 605$ К $d^2 = 10^{-15} \text{ см}^2$ (равным d^2 для атома аргона) находим при $P = 0,75$ Тор (100 Па) $l_k = 0,17$ мм. Если источником пучка служит круглое отверстие, то максимальное значение его диаметра d_0 должно быть порядка $2l_k = 0,34$ мм [3]. Выбрав $d_0 = 0,4$ мм, получаем $A_s = 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Из (2) находим величину потока атомов в пределах конуса с углом при вершине 2θ

$$Q = 2,12 \cdot 10^{17} \sin^2\theta \text{ с}^{-1}. \quad (4)$$

Обозначим расстояние от отверстия источника 4 до входа магнита 19 через l_1 , а длину магнита вдоль пучка – l_2 (см. рис. 1). Угол захвата θ_m четырехполюсного (шестиполюсного) магнита ($\text{tg } \theta_m = r_0 / [l_1 + (l_2/2)]$, где r_0 – расстояние от полюса до оси магнита) можно найти, приравняв кинетическую энергию радиального движения атома $m v_\perp^2 / 2$ ($v_\perp = v_B \sin\theta_m$) работе силы $F_m = \mu_{\text{эфф}} \text{ grad } H$ на расстоянии r_0 , откуда получаем [7]:

$$\sin^2 \theta_m = (2\mu_B B_0) / m v_B^2. \quad (5)$$

Здесь μ_B – магнетон Бора, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}$, m – масса атома, $v_B = 609,5$ м/с – наиболее вероятная скорость атомов в пучке, а B_0 – магнитная индукция на полюсе. Для постоянных магнитов, изготовленных из стали Алнико, можно достигнуть $B_0 = 1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$ [8]. При этом значении B_0 $\sin^2 \theta_m = 7,463 \cdot 10^{-4}$; $\sin\theta = 2,73 \cdot 10^{-2}$; $\theta = 1,56^\circ$. Поток атомов в пределах угла захвата магнита для одиночного отверстия источника диаметром 0,4 мм при температуре источника 605 К (см. форм.4) при $B_0 = 1 \text{ Тл}$

$$Q_1 = 2,12 \cdot 10^{17} \cdot 7,463 \cdot 10^{-4} = 1,58 \cdot 10^{14} \text{ ат/с.}$$

Если использовать в качестве материала постоянного магнита сплав SmCo_5 , который может обеспечить получение $B_0 = 10 \text{ Тл}$ [8], то получим $\sin^2 \theta_m = 7,463 \cdot 10^{-3}$; $\sin\theta_m = 8,64 \cdot 10^{-2}$; $\theta = 4,96^\circ$. В этом случае поток атомов, захваченных магнитом, $Q_{10} = 1,58 \cdot 10^{15} \text{ ат/с.}$

Если вместо одиночного отверстия для формирования пучка использовать сетку с размером ячейки $0,4 \times 0,4 \text{ мм}^2$ (линейные размеры отверстия при этом составят $2,5 \times 2,5 \text{ мм}^2$), то

интенсивность атомного пучка можно увеличить в 25 раз, что составит $(Q_1)_m = 3,95 \cdot 10^{15}$ ат/с или $(Q_{10})_m = 3,95 \cdot 10^{16}$ ат/с.

Содержание ^{40}K в естественной смеси изотопов составляет 0,0117 %, поэтому поток атомов ^{40}K в рассматриваемом случае будет равен $(Q_1)_{40} = 4,62 \cdot 10^{11}$ ат/с или $(Q_{10})_{40} = 4,62 \cdot 10^{12}$ ат/с. Количество атомов ^{40}K , прошедших сквозь магнит за год, составит $(N_1)_{40} = 3,1536 \cdot 10^7 \times 4,62 \cdot 10^{11} = 1,457 \cdot 10^{19}$ или $(N_{10})_{40} = 1,457 \cdot 10^{20}$. Масса атомов ^{40}K , собранных за год работы секции установки, составит $(M_1)_{40} = 6,68 \cdot 10^{-26} \text{ кг} \times 1,457 \cdot 10^{19} = 0,973 \text{ мг}$ или $(M_{10})_{40} = 9,73 \text{ мг}$. Если в пределах одной вакуумной камеры будет расположено 20 атомных пучков, то годовая производительность установки составит $(P_1)_{40} = 19,46 \text{ мг}$ или $(P_{10})_{40} = 194,6 \text{ мг}$.

Стоимость 1 г ^{40}K , обогащенного до 3 %, составляет 23000 \$ [9]. Масса продукта, выделенного за год установкой, после разбавления его до 3 % - ного обогащения составит $(P_{1d})_{40} = 0,649 \text{ г}$ или $(P_{10d})_{40} = 6,487 \text{ г}$. Стоимость продукта, таким образом, составит от $(S_1)_p = 14927 \text{ \$}$ до $(S_{10})_p = 149201 \text{ \$}$.

Оценим затраты на электроэнергию потребляемую установкой. Полный поток атомов в одном пучке $(Q_1)_m = 3,95 \cdot 10^{15}$ ат/с или $(Q_{10})_m = 3,95 \cdot 10^{16}$ ат/с, откуда количество всех атомов, прошедших через установку за год, составит $(N_1)_m = 3,95 \cdot 10^{15} \times 3,1536 \cdot 10^7 \times 20 = 2,49 \cdot 10^{24}$ или $(N_{10})_m = 2,49 \cdot 10^{25}$. Для оптической ориентации атомов используется свет с длиной волны 0,7699 мкм, энергия кванта света $E_\nu = h\nu = 2,58 \cdot 10^{-19}$ Дж. Будем считать, что в процессе оптической ориентации происходит 1000 актов поглощения и последующего излучения света атомом, будем также считать, что эффективность использования света составляет около 10 %, а к.п.д. преобразования электроэнергии в световое излучение равен 10 %. В этом случае годовые энергетические затраты на приготовление ориентированных атомов составят $(E_1)_e = 6,42 \cdot 10^{10}$ Дж; $(E_{10})_e = 6,42 \cdot 10^{11}$ Дж. При этом мощность, потребляемая источником света, $(P_1)_e = 2 \text{ кВт}$; $(P_{10})_e = 20 \text{ кВт}$. При стоимости 1 кВт-часа электроэнергии ($3,6 \cdot 10^6$ Дж) около 0,01 \$ находим годовые затраты на электропитание источника света $(S_1)_e = (6,42 \cdot 10^{10} / 3,6 \cdot 10^6) \times 10^{-2} = 178 \text{ \$}$; $(S_{10})_e = 1780 \text{ \$}$. Затраты электроэнергии на питание высокочастотного генератора будут более чем на 3 порядка ниже, чем для источника оптического излучения, так как в процессе работы происходит поглощение одного, а не 1000 квантов в расчете на атом, поэтому ими можно пренебречь. Затраты на обеспечение работы вакуумных насосов, мощность которых примем равной 10 кВт, составят $S_p = [(10^4 \times 3,1536 \cdot 10^7) / 3,6 \cdot 10^6] \times 10^{-2} = 876 \text{ \$}$.

Таким образом, общие энергетические затраты на эксплуатацию установки составят $(S_1)_{ex} = (S_1)_e + S_p = 178 + 876 = 1054 \text{ \$}$ или $(S_{10})_{ex} = (S_{10})_e + S_p = 2656 \text{ \$}$. Доля затрат на электроэнергию в стоимости продукта составит $(S_1)_{ex} / (S_1)_p = 7,06 \%$; $(S_{10})_{ex} / (S_{10})_p = 1,78 \%$. Исходя из стоимости потребляемой электроэнергии, можно считать, что минимальная стоимость 1 г ^{40}K , обогащенного до 3 %, может снизиться с 23000 \$ до 409 – 1624 \$.

Таким образом, предлагаемый способ разделения изотопов калия, в принципе, может обеспечить 50-кратное снижение цены продукта по сравнению с современной рыночной ценой ^{40}K , получаемого с помощью электромагнитного способа разделения изотопов.

Литература

1. В.С. Летохов. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.: Наука, 1983.
2. D.A. Jackson, H.Kuhn. Hyperfine structure, Zeeman effect and isotope shift in the resonance lines of potassium. Proc. Roy. Soc., London, V.165, N A921, P. 303 – 312 (1938).
3. Н. Рамзей. Молекулярные пучки. М.: ИИЛ, 1960.
4. А.И. Никитин, А.М. Величко, Ш.Ш. Набиев, Б.Г. Сартаков. О возможности увеличения селективного воздействия света на изотопы ^{39}K и ^{41}K при одновременном облучении паров калия в оптической и радиочастотном диапазонах. Сборник докладов 3-й Всероссийской научной конференции "Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул". Звенигород. ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1998, С.165 – 168.
5. Г.В. Скроцкий, Т.Г. Изюмова. Оптическая ориентация атомов и ее применения. УФН, Т.73, Вып. 3, С.423 – 470 (1961).
6. Б.М. Смирнов. Физика атома и иона. М.: Энергоатомиздат, 1986, С.126.
7. Н.Г. Басов, Г.М. Страховский, А.И. Никитин и др. Вопросы конструкции и исследование работы квантового генератора на пучке атомов водорода. Труды ФИАН, Т.31, С.139-177 (1965).
8. Физическая энциклопедия. Т.2. М.: Советская энциклопедия, 1990, С.669.
9. Г. Ю. Григорьев. Частное сообщение, 1999.