

УДК 621.38.029

## ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКИ СЕЛЕКТИВНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ИТТЕРБИЯ

**В. А. Мишин**

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

*Обсуждаются научно-технические проблемы, возникающие при использовании метода изотопически селективной фотоионизации для производства изотопов иттербия. Определена оптимальная схема фотоионизации. Приведены спектроскопические и радиационные характеристики входящих в схему переходов. Для условий промышленного производства изотопов методами численного моделирования исследован процесс селективной фотоионизации 168-го изотопа иттербия. Определены требования к лазерным системам, производительность и селективность, а также методы экстракции ионов выделяемого изотопа, не приводящие к значительной потере селективности. Дано описание модели установки для производства весовых количеств изотопа иттербия.*

В последнее время все большее значение приобретают изотопически чистые материалы. Их потребителями являются наука, ядерная энергетика и медицина. Следует ожидать, что и в будущем потребление изотопически чистых материалов и их значение для общества будут все более увеличиваться. Поэтому становится важной разработка новых, более экономичных методов разделения изотопов, которые могут привести к существенной экономии как капитальных затрат, так и оборотных средств по сравнению с существующими методами. Кроме того, огромное значение сейчас приобретает экологическая чистота производства. Этих целей позволяют достичь лазерные методы разделения изотопов.

К настоящему времени наибольшее развитие получил метод AVLIS разделения изотопов, основанный на использовании изотопически селективной, многоступенчатой фотоионизации атомов лазерным излучением.

Физической основой метода служит использование различия в атомных спектрах поглощения изотопов (изотопического сдвига). В спектрах легких элементов изотопический сдвиг определяется значением приведенной массы валентных электронов, зависящий от атомной массы изотопа (массовый сдвиг). В спектрах

тяжелых элементов изотопический сдвиг обусловлен в основном взаимодействием внешних  $s$ -электронов атома с электрическим полем ядра конечных размеров (объемный сдвиг). Изменение числа нейтронов в ядре приводит к изменению пространственного распределения заряда ядра, что отражается на изотопическом сдвиге спектральных линий.

Суть метода AVLIS заключается в том, что с помощью узкополосного лазерного излучения селективно возбуждают атомы выделяемого изотопа в достаточно высокое энергетическое состояние. Возбужденные атомы фотоионизируются излучением другого лазера, энергия фотона которого недостаточна для фотоионизации невозбужденных атомов. Принципиальная схема и принцип реализации процесса показаны на рис. 1.

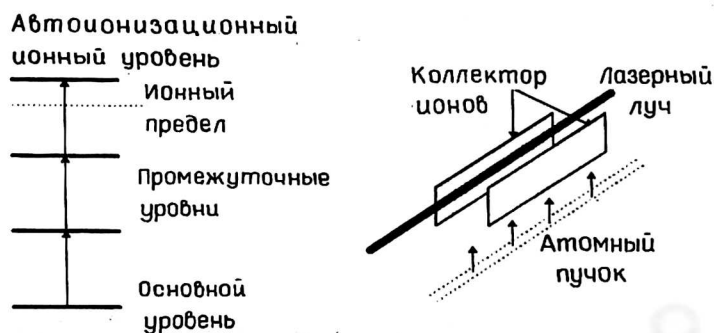


Рис. 1. Принципиальная схема трехступенчатой изотопически селективной фотоионизации атомов и принцип реализации процесса

Можно отметить, что это первое промышленное применение достижений атомной спектроскопии, где (в отличие от сварки, резки) используются истинные свойства лазеров: мощность, узкополосность и частотная стабильность, исключительно высокие пространственные свойства излучения.

Успехи в практической реализации этого метода объясняются тем, что накоплен большой экспериментальный материал и достигнута определенная ясность в вопросах возбуждения и ионизации атомов, а также уже существующими мощными лазерными системами для него.

Процесс разделения делится условно на три этапа: испарение разделяемого материала и формирование его в виде атомного пучка; воздействие лазерного излучения на атомный пар с целью ионизации атомов выделяемого изотопа; экстракция ионов выделяемого изотопа из атомного пучка и сбор их на коллектор.

Технология метода AVLIS позволяет получать высокую степень изотопической очистки, недостижимой для современных методов разделения. Она является экологически чистой: вредные выбросы в атмосферу отсутствуют, потребление электроэнергии и воды уменьшено по сравнению с потреблением при традиционных методах в десятки раз. Особое преимущество состоит в том, что производство легко масштабируется, имеет короткий цикл пуска — остановка и легко перестраивается на производство различных изотопов, что позволяет сделать экономически выгодными небольшие предприятия. Эта технология может стать особенно ценной при производстве радиоактивных изотопов (отработанные уран и плутоний), поскольку самая дорогая лазерная часть установки не имеет контакта с радиоактивными веществами. Эти же качества позволяют резко удешевить получение многих изотопов таблицы Менделеева, выделение которых традиционными, хорошо разработанными методами либо невозможно, либо нецелесообразно ввиду сравнительно малой потребности.

Таким образом, хотя этот метод принципиально прост и перспективен, но для его практической реализации приходится решать большое количество сложных

научно-технических задач: вакуум, высокотемпературная техника, электронные пучки, мощная оптика, в том числе волоконная, прецизионные узкополосные лазерные системы большой мощности, плазма. Некоторые из этих проблем схематически показаны на рис. 2.



Рис. 2. Основные научно-технические проблемы, возникающие при реализации AVLIS-технологии

Исследования AVLIS-технологии значительно интенсифицировались лишь в 80-е годы, главным образом, для разделения изотопов урана [1] и плутония [2].

В США разработка метода трехступенчатой ионизации паров металлического урана проводится в Lawrence Livermore Nat. Lab. USA и достигла стадии испытания технологии на промышленном оборудовании и производства опытных партий слабообогащенного урана [3]. Разработка и испытание опытного оборудования проводятся во Франции в CEA (Centre d'Etudes Nuclear de Saclay) [4], Японии — Laser Atomic Engineering Research Association of Japan [5], а также и в других промышленно развитых странах. Эти исследования проводятся на уровне правительственных программ, так как с лазерной технологией связывают возможность удешевления производства слабообогащенного урана почти в два раза: прогнозируемые издержки производства составляют 35—45 дол/кг SWU, а современный уровень цен обогащенного урана, получаемого на газовых центрифугах, превышает 100 дол/кг SWU.

В настоящий момент прослеживаются два основных пути развития этой технологии: первый путь — создание мощных производительных установок для производства изотопов для ядерной энергетики как топливных (уран, гадолиний, эрбий), так и конструкционных (титан, цирконий); второй путь — создание компактных, коммерческих установок ограниченной производительности (не более 10 г/ч), обладающих высокой степенью разделения (величина коэффициента разделения — порядка 100—1000 ед.).

Установки первого типа должны иметь производительность ~ 1—100 кг/ч и сравнительно невысокий коэффициент разделения, ~ 10—100 ед. Ярким примером такой установки является установка Uranium Demonstration Facility в LLNL USA.

Установки второго типа могут применяться для производства прецизионно чистых изотопов для медицинских и научных целей. И если идут дискуссии относительно цены материалов, полученных с помощью этой технологии; в развитии ядерной энергетики, то в производстве малых количеств изотопической продук-

ции очень высокой степени очистки лазерный метод оказывается вне конкуренции и может заменить электромагнитные сепараторы.

Наши усилия были направлены на создание компактной установки второго типа, предназначенной для производства изотопов иттербия, содержание которых в природной смеси приведено в табл. 1.

Таблица 1  
Содержание изотопов иттербия в природной смеси

Ат. ед.	168	170	171	172	173	174	176
но, %	0,14	3,03	14,31	21,82	16,13	31,84	12,73

Для этого был проведен полный цикл исследований, необходимых для его промышленной реализации. Исследовались процесс испарения и формирования атомных пучков, а также спектроскопические и радиационные характеристики переходов атома иттербия. Определена оптимальная схема фотоионизации. Для условий промышленного производства изотопов методами численного моделирования исследован процесс селективной фотоионизации 168-го изотопа иттербия. Определены требования к лазерным системам, производительность, селективность, а также методы экстракции ионов выделяемого изотопа, не приводящие к значительной потере селективности.

### ОПТИМАЛЬНАЯ СХЕМА ФОТОИОНИЗАЦИИ ИТТЕРБИЯ

Поскольку лазерная энергия исключительно дорога, то прежде всего была разработана эффективная схема фотоионизации атома иттербия. Выбранная схема фотоионизации использует интеркомбинационный переход из основного  $4f^{14}6s^2(6^1S_0)$  состояния в  $4f^{14}6p6s(6^3P_1)$  возбужденное. Энергетическое положение уровня  $6^3P_1$  —  $17\,992,007\text{ см}^{-1}$  [6]. Длина волны, возбуждающая этот переход, равна  $555,648\text{ нм}$ .

Изотопическая структура перехода  $6^1S_0 - 6^3P_1$  была измерена с высокой точностью в работе [7]. Результат идентификации линий различных изотопов и величины изотопических сдвигов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Изотопическая структура перехода  $6^1S_0 - 6^3P_1$  [7].  
F' и F — полные моменты атома в верхнем и нижнем состояниях

Ат. ед.	F — F	MHz	Ат. ед.	F' — F	MHz
173	7/2—5/2	—2409	170	1—0	2283
171	1/2—1/2	—2136	173	5/2—5/2	2301
176	1—0	—948	168	1—0	3636
174	1—0	0	173	3/2—5/2	3804
172	1—0	993	171	3/2—1/2	3816

Измерение времени жизни уровня  $6^3P_1$  проводилось многими исследователями, поэтому оно хорошо известно и равно  $840 \pm 20\text{ нс}$ . Величина дипольного момента перехода  $6^1S_0 - 6^3P_1$  равна  $2,7 \cdot 10^{-30}\text{ Кл} \cdot \text{м}$ .

В качестве перехода второй ступени процесса был выбран переход на уровень  $(7/2, 3/2)_2$ , соответствующий электронной конфигурации  $4f^{13}6s^26p$  с энергией  $35\,196,98\text{ см}^{-1}$  [6]. Длина волны излучения, возбуждающая этот переход, равна  $581,067\text{ нм}$  и лежит в полосе длин волн генерируемым красителем "Родамин 6Ж".

Изотопическая структура перехода  $6^3P_1-(7/2, 3/2)_2$  была исследована нами впервые. Результат идентификации линий и величины изотопических сдвигов приведен в табл. 3.

Таблица 3

Изотопическая структура  $6^3P_1-(7/2, 3/2)_2$ .  $F'$  и  $F$  — полные моменты атома в верхнем и нижнем состояниях

Ат. ед.	$F' - F$	MHz	Ат. ед.	$F' - F$	MHz
168	2-1	-10293	173	7/2-5/2	-2532
171	3/2-3/2	-8805	173	3/2-5/2	-2426
170	2-1	-6318	173	5/2-5/2	-1833
171	5/2-3/2	-5973	173	9/2-7/2	-732
173	1/2-3/2	-4147	174	2-1	0
173	3/2-3/21	-3612	173	7/2-7/21	2172
173	5/2-3/21	-3302	176	2-1	2578
171	3/2-1/21	-2862	173	5/2-7/21	2894
172	2-1	-2711			

Можно отметить большую величину изотопического расщепления линий на этом переходе (полная величина расщепления равна 13 000 МГц), что весьма благоприятно скажется на степени селективности процесса разделения. Например видно, что линия 168-го изотопа отстоит от ближайшей линии 171-го изотопа на 1355 МГц, что позволяет надеяться на высокий коэффициент разделения даже в условиях доплеровского уширения.

Затем были измерены радиационные характеристики перехода  $6^3P_1 - (7/2, 3/2)_2$ . Установлено, что время жизни атома иттербия в состоянии  $(7/2, 3/2)_2$  равно 1,12 мкс, а величина дипольного момента перехода  $6^3P_1-(7/2, 3/2)_2$  равна  $4,2 \cdot 10^{-31}$  Кл · м.

И, наконец, был проведен эксперимент по поиску автоионизационных переходов из  $(7/2, 3/2)_2$  состояния. В результате обнаружен интенсивный автоионизационный резонанс на длине волны 582,79 нм. Энергия уровня, соответствующего этому переходу, равна  $52\ 353\ \text{см}^{-1}$ , его ширина  $13\ \text{см}^{-1}$ .

Следует отметить, что длина волны излучения, возбуждающая этот переход, лежит в максимуме кривой преобразования красителя "Родамин 6Ж". Методом измерения насыщающей мощности было определено сечение этого автоионизационного перехода, равное  $6,7 \cdot 10^{-16}\ \text{см}^2$ .

Итак, в результате комплексного исследования спектроскопических и радиационных характеристик атома иттербия была определена наиболее эффективная схема фотоионизации иттербия. Схема переходов показана на рис. 3.

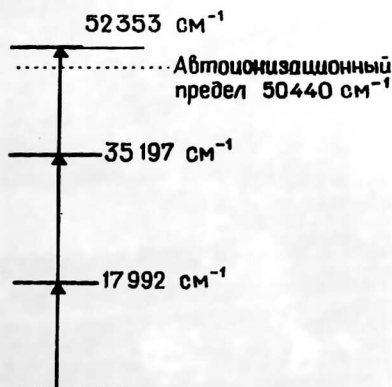


Рис. 3. Оптимальная схема фотоионизации иттербия

Наличие в схеме фотоионизации сильного перехода в автоионизационное состояние удачно сочетается с большой величиной изотопического сдвига на первой и второй ступенях. Длины волн всех переходов лежат в области генерации наиболее эффективных и долгоживущих красителей родаминовой группы.

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОТОИОНИЗАЦИИ

Для оптимизации процесса взаимодействия лазерного излучения с плотной резонансной средой было решено сосредоточить основные усилия на создании математической модели процесса фотоионизации. Это позволяет быстро и дешево определить эффективность ионизации среды, выявить процессы, понижающие эффективность, выдвинуть требования к лазерным системам: их спектральным характеристикам, мощности. В результате созданы математическая модель процесса фотоионизации и пакет прикладных программ для ЭВМ.

Эта модель базируется на использовании аппарата матрицы плотности и волновых уравнений Максвелла. В этом случае наиболее естественным образом можно описать процесс, включив в него все практически важные параметры среды и поля, такие как: неоднородное уширение и вырождение линий радиационных переходов, сверхтонкая структура линий, квазимонохроматичность лазерного излучения и процессы, связанные с распространением лазерного излучения в оптически плотной, резонансной среде. Краткий перечень наиболее важных характеристик, учитываемых математической моделью, показан на рис. 4. Весьма важной особенностью модели является и то, что она позволяет вычислить населенность уровней при больших, порядка изотопического сдвига ( $10^9$ — $10^{10}$  Гц), отстройках частот.



Рис. 4. Основные параметры процесса, учитываемые математической моделью

С применением разработанной математической модели был проведен цикл численных экспериментов по моделированию процесса фотоионизации иттербиевой среды.

Были исследованы два метода фотоионизации — традиционный, когда атомы возбуждаются и ионизируются одновременно, и способ с предварительной когерентной инверсией среды и последующей фотоионизацией.

В первом случае предполагалось, что лазерное излучение настроено точно на линии радиационных переходов и имеет непрерывное распределение мощности в пределах контура спектральной линии, а ширина линии излучения равна доплеровской ширине перехода. Плотность мощности лазерного излучения равна  $0,5$  мДж/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $20$  нс, общая плотность атомов в среде равна  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Результат воздействия лазерного излучения на среду показан на рис. 5, 6. Из рисунков видно, что лазерное излучение взаимодействует практиче-

ски со всей неоднородно-уширенной системой. Благодаря тому, что лазерное излучение квазикогерентно, поглощение носит почти классический характер, и сильно ослаблено влияние среды на эволюцию волнового фронта излучения. При этом оно премешивает населенности первого, второго и третьего уровней так, что на каждом из них в среднем по времени находится треть всех частиц, находящихся в системе. Как и следовало ожидать, эффективность ионизации среды в этом случае не очень велика и составляет 20 %. На рис. 6 показано распределение населенности уровней и концентрации ионов 168-го изотопа Yb в зоне фотоионизации после прохождения лазерных импульсов. Видно, что коэффициент ионизации среды непрерывно уменьшается с длиной так, что становится почти равным нулю на длине 4 м. Причина этого ясна. Действительно, поскольку на первой ступени процесса из-за доплеровского уширения линия 168-го изотопа перекрывается с линиями 171-го и 173-го изотопов (см. табл. 2), чье содержание примерно в 300 раз больше, чем 168-го Yb, лазерный импульс на первой ступени задерживается и поглощается в среде значительно больше, чем импульсы на второй и третьей ступени (рис. 7, 8). Вследствие этого импульсы на второй и третьей ступенях процесса перестают взаимодействовать со средой, что и приводит к ограничению длины зоны фотоионизации. Таким образом, мы видим, что при заданных условиях длина зоны фотоионизации ограничена поглощением волны атомами невыделяемых изотопов и может быть увеличена лишь путем значительного увеличения мощности, действующей на первом переходе. Численные эксперименты показали также, что коэффициент ионизации среды может быть увеличен до 60 % (в пределах четырехметровой зоны фотоионизации) при увеличении плотности мощности фотоионизирующего излучения до  $20 \text{ Дж/м}^2$ .

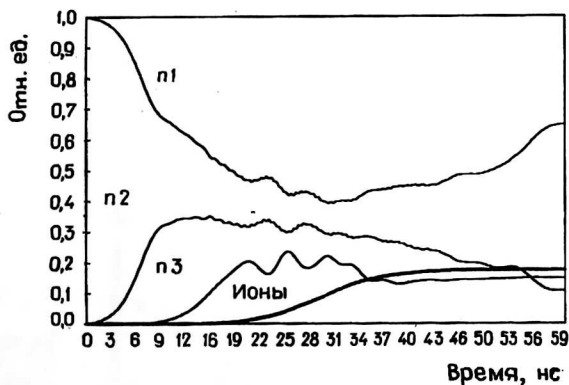


Рис. 5. Динамика населенности уровней под воздействием квазимонохроматического лазерного излучения при  $\nu = 0$

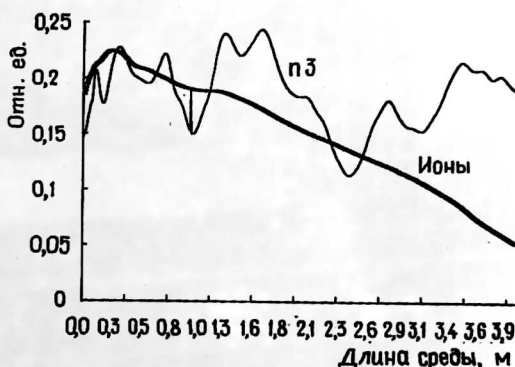


Рис. 6. Распределение населенности третьего уровня и концентрации ионов по длине зоны фотоионизации после лазерного воздействия

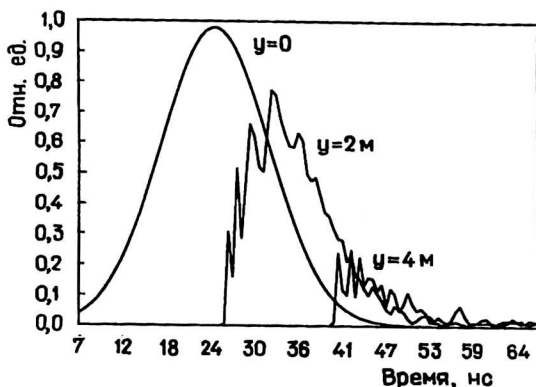


Рис. 7. Форма лазерного импульса, действующего на первой ступени процесса в трех точках среды:  $y = 0$ ,  $y = 2$  м,  $y = 4$  м

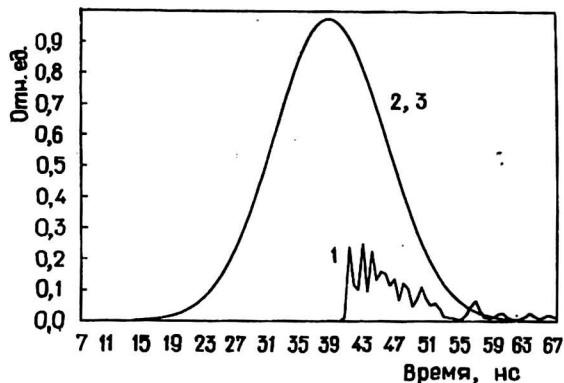


Рис. 8. Форма лазерных импульсов, прошедших через 4-м среду на первой (1), второй (2) и третьей (3) ступенях процесса при  $y = 4$  м

Производительность процесса можно выразить формулой:

$$W^i = m^i n^i X_0 Y_0 L f_r K^i, \quad (1)$$

где  $W^i$  — скорость наработки  $i$ -го изотопа;  
 $m^i$  — масса атома;  
 $n^i$  — плотность атомов  $i$ -го изотопа в зоне фотоионизации;  
 $X_0 Y_0 L$  — объем зоны фотоионизации;  
 $f_r$  — частота повторения лазерных импульсов;  
 $K^i$  — средний по длине коэффициент ионизации.

Таким образом, если принять, что масса атома иттербия равна  $3 \cdot 10^{-22}$  г, общая плотность атомов в зоне фотоионизации  $10^{13}$  см $^{-3}$ , соответственно плотность атомов  $^{168}\text{Yb}$  равна  $1,4 \cdot 10^{10}$ , зона фотоионизации представляет собой цилиндр диаметром 2 см и длиной 400 см ( $X_0 Y_0 L = 1250$  см $^3$ ), частота повторения лазерных импульсов  $10^4$  Гц, величина коэффициента ионизации 0,2, то производительность установки будет равна 36 мг/ч (144 мг/ч — 25 % обогащения), а затраты лазерной мощности будут равны  $3 \cdot 15$  Вт.

Затем был проведен комплекс численных экспериментов для определения величины коэффициента разделения изотопической смеси. Для этого рассчитывались коэффициенты ионизации для всех остальных изотопов. Результаты численного эксперимента по выделению  $^{168}$ -го изотопа иттербия приведены в табл. 4.

Таблица 4

Результат математического моделирования процесса селективной ионизации 168-го изотопа иттербия квазимонохроматичным излучением

Ат. ед.	168	170	171	172	173	174	176
$n_0, \%$	0,14	3,03	14,31	21,82	16,13	31,84	12,73
$K, \%$	46,0	0,0041	0,377	0,0002	0,0018	0,00016	0,000080
$n_+, \%$	54,2	0,105	45,42	0,034	0,246	0,015	0,002

Примечание. Здесь  $n_0$  — природная относительная концентрация изотопов иттербия;  $K$  — коэффициент ионизации;  $n_+$  — относительная концентрация ионов 168-го Yb после лазерного воздействия.

Расчетная величина коэффициента разделения оказалась равной 840. Из анализа изотопической структуры легко понять, что селективность процесса определяется в основном второй ступенью. Таким образом, несмотря на доплеровское уширение линий радиационных переходов, коэффициент разделения оказался значительным и далеко превосходит возможности традиционных методов. Однако было заманчиво найти более тонкий и эффективный путь проведения процесса фотоионизации. Для этого было проведено исследование фотоионизации Yb с предварительной когерентной инверсией среды и последующей фотоионизацией. Результат численного исследования показал, что специальным подбором отстройки лазеров на первой и второй ступенях процесса вблизи двухфотонного резонанса можно заселить третий уровень, а затем эффективно ионизовать. Предполагалось, что лазерные импульсы имеют гауссову форму длительностью  $2 \cdot 10^{-8}$  с и плотностью энергии  $0,5$  мДж/см<sup>2</sup> на всех трех ступенях процесса. Фотоионизирующий импульс был задержан относительно инвертирующих импульсов на 20 нс.

Результат численного эксперимента показан на рис. 9—11. Когда отстройки частот на первом и втором переходах равны 6764 и 6869 МГц, около 100 % атомов инвертируется на третий уровень. Знак отстроек был выбран так, чтобы частота лазерного излучения на первой ступени не перекрывалась с линиями изотопической структуры  $6^1S_0 - 6^3P_1$  перехода. В этом случае лазерное излучение на первой ступени не поглощается атомами других изотопов. Показано, что в доплеровски уширенной среде необходимо использовать встречно-направленные волны. На рис. 10 показана функция распределения атомов по скоростям до и после прохождения лазерных импульсов. Однако встречное направление волн вызывает некоторые трудности при применении этого метода в протяженных средах, так как очевидно, что длина зоны фотоионизации должна быть существенно меньше длины волнового цуга. Нами был проведен численный эксперимент по изучению эффективности фотоионизации неоднородно-уширенной протяженной среды встречно направленными лазерными импульсами. Результаты численного эксперимента показаны на рис. 11. Для плотности среды  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и указанных выше параметров лазерных импульсов определено, что оптимальная длина зоны фотоионизации равна 4 м.

Благодаря тому, что поляризация среды мала, мала и деградация лазерного импульса при распространении его в среде (как временной формы, так и фронта).

Результат математического моделирования процесса селективной ионизации 168-го изотопа иттербия при предварительной когерентной инверсии среды приведен в табл. 5. Можно видеть, что селективность ионизации экстремально велика, и коэффициент разделения равен 148 000 ед. При этом производительность (определяемая формулой 1) будет равна 100 мг/ч (400 мг/ч — 25 % обогащения) при той же лазерной мощности, что и в первом случае.

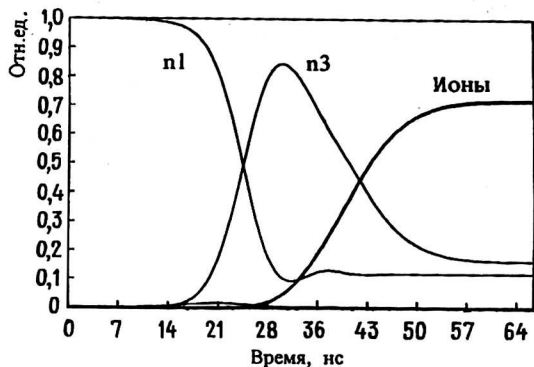


Рис. 9. Оптимизированная динамика возбуждения атома иттербия

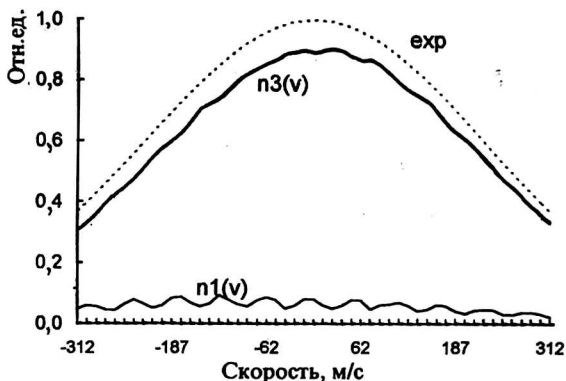


Рис. 10. Распределение по скоростям населенностей первого и третьего уровней после прохождения инвертирующих импульсов

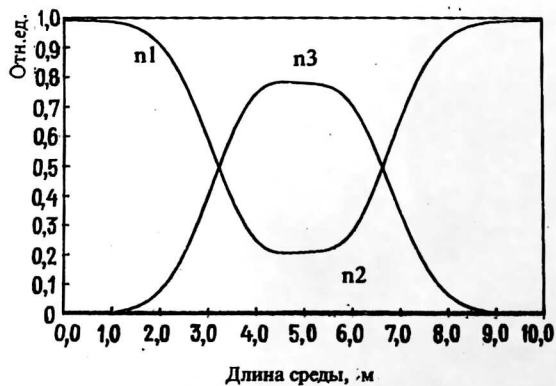


Рис. 11. Распределение концентрации ионов и атомов иттербия на первом уровне по длине зоны фотоионизации после прохождения инвертирующих импульсов

Таблица 5

Результат математического моделирования процесса селективной ионизации 168-го изотопа иттербия при предварительной когерентной инверсии среды

Ат. ед.	168	170	171	172	173	174	176
$n_0$ , %	0,14	3,03	14,31	21,82	16,13	31,84	12,73
$K$ , %	71,84	0,00194	0,00169	0,00037	0,00025	0,00016	0,000080
$n_+$ , %	99,52	0,0583	0,2389	0,0795	0,0406	0,0500	0,0105

Примечание. Обозначения  $n_0$ ,  $K$ ,  $n_+$  — такие же, что в табл. 4.

### ВЫБОР ФИЗИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ЭКСТРАКЦИИ ИОНОВ ВЫДЕЛЯЕМОГО ИЗОТОПА

Цель нашего исследования — выбор физической схемы экстракции, ее оптимизация и определение конкретных параметров экстрактора, таких как величина и конфигурация электрических и магнитных полей, размеры и расположение ионного коллектора и т. п. Критерием оптимальности являются количество и изотопный состав атомов, поступающих на коллектор. Ниже дано описание конкретных схем и принципов работы экстракторов, рассмотренных нами, однако прежде отметим некоторые общие вопросы, касающиеся особенностей процесса экстракции.

Напомним, что методы ускорения плазмы разрабатываются достаточно давно в связи с многочисленными практическими потребностями: это — плазмотроны, плазменные движители и т. д. Поэтому и ускорители плазмы, и поведение плазмы при ускорении изучены достаточно хорошо. Несмотря на это, условия, существующие при лазерном разделении изотопов, накладывают некоторые ограничения, делающие невозможным применение уже готовых решений. Сложность заключается в том, что процесс экстракции в значительной мере определяет селективность всего процесса разделения, и хотя непосредственно сама лазерная ионизация может обладать высокой степенью изотопической селективности, на стадии экстракции селективность может быть полностью потеряна. Это может произойти из-за резонансной перезарядки атомов выделяемого изотопа на атомах других изотопов; при повышении температуры электронов могут быть процессы вторичной (изотопически неселективной) ионизации и нестабильности, приводящие к разлету плазменного шнура. Плазму требуется выводить в строго заданном направлении, а ионам выделяемого изотопа нельзя сообщать слишком большую энергию, чтобы не начался процесс распыления материала с поверхности коллектора и образования вторичных заряженных частиц на электродах. Таким образом, задача экстрактора состоит в следующем: 1 — экстрагировать все ионы в заданном направлении; 2 — не допустить перезарядки и рекомбинации; 3 — не допустить вторичной ионизации в объеме и образования вторичных заряженных частиц и распыления материала с поверхности коллектора, магнитное поле экстрактора не должно приводить к зеэмановскому расщеплению уровней. Конечно, в реальной системе невозможно удовлетворить одновременно всем требованиям и должен соблюдаться определенный компромисс между этими требованиями, в зависимости от требований на чистоту продукта и продуктивности.

Нами были рассмотрены три основных способа экстракции: электростатический метод, когда ионы ускоряются электрическим полем; метод, основанный на ускорении ионов электрическим полем при замагниченном движении электронов (холловские ускорители плазмы); магнитогиродинамический метод, основанный на ускорении плазмы в скрещенных электрических и магнитных полях, когда плазма ускоряется Амперовой силой.

Электростатический метод очень прост в реализации, однако он подходит лишь к сильно разреженной плазме и невысоким требованиям к коэффициенту разделения. Этот метод широко исследуется в Японии [9]. Его использование ограничено тем, что в плотной плазме, вследствие ее поляризации, проникновение электрического поля внутрь будет мало, а ток ионов определяется ионным пространственным зарядом и амбиполярной диффузией.

При величинах электрического поля порядка 100 В/см и электронной температуре плазмы порядка 1 эВ это приводит к большим (0,05 мс) временам транспортировки ионов на коллектор, что значительно больше характерных времен перезарядки ( $10^{-5}$  с). Однако время экстракции может быть существенно уменьшено с помощью разогрева электронной компоненты плазмы высокочастотным электрическим полем [8]. Но в любом случае этот тип экстрактора требует относительно высоких напряжений, что вызывает вторичные процессы в объеме и на электродах экстрактора (например, разогрев и распыление электродов).

Наиболее удачным можно считать метод экстракции ионов, основанный на их ускорении электрическим полем при замагниченном движении электронов в достаточно сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно электрическому (холловские ускорители плазмы). Принцип работы такого типа экстракторов основан на резком уменьшении подвижности электронной компоненты плазмы в направлении электрического поля. В то же время, ионная компонента плазмы из-за большой массы ионов слабо чувствует магнитное поле. В этих условиях сравнительно небольшой ток электронной эмиссии со стороны катода позволяет в значительной мере компенсировать влияние ионного объемного заряда. Эмитированные электроны, ускоренные в области катодного падения потенциала, нагревают электронную компоненту лазерной плазмы и, следовательно, увеличивают ионный ток на коллектор. Все это увеличивает скорость экстракции. В настоящее время известен экстрактор, использующий этот принцип ускорения плазмы, предложенный Джейнсом [9].

Существует и другой способ исключения влияния объемного заряда. Действительно, в достаточно сильном магнитном поле движение электронов в направлении анода заморожено. В этих условиях движется только ионная компонента плазмы относительно электронного сгустка. Расчеты показывают, что поляризация плазменного сгустка устанавливается за время порядка  $2 \cdot 10^{-7}$  с. Если с этим периодом менять полярность электродов, то за несколько периодов колебаний можно сообщить ионной компоненте плазмы энергию, достаточную для быстрой экстракции. Но нам кажется, что этот метод экстракции может привести к достаточно большой вторичной ионизации.

МГД-метод, использующий дрейф плазмы как целого, прост и эффективен. Как показали наши численные эксперименты, он позволяет выводить ионы за время, меньшее, чем время резонансной пререзарядки, и не связан с разделением зарядов. В случае, если поляризация лазерного излучения будет совпадать с направлением магнитного поля, отсутствует опасность зеemanовского расщепления линий. Но пропускание тока через плазму рождает ряд проблем, связанных с ее разогревом, кроме того, ток может существенно сказаться на работе экстрактора. Представляется, что экстракторы этого типа могут оказаться перспективными, и поэтому детально изучаются нами в настоящее время. В частности, исследуется экстрактор индукционного типа, в котором ток в плазменном шнуре возбуждается при модуляции внешнего магнитного поля синхронно с появлением лазерных импульсов.

Холловский экстрактор был выбран для разделения изотопов иттербия. Физический принцип работы тот же, что и экстрактора Джейнса, но поскольку мы нуждаемся в высоком коэффициенте обогащения (природная концентрация  $^{168}\text{Yb}$  должна быть повышена в 100 раз — от 0,14 до 14 %), он отличается конструктивно. В нашем случае ионный коллектор не может быть помещен в область атомного пучка (как в экстракте Джейнса), так как он будет загрязнен распы-

ленными атомами других изотопов. Эта проблема была решена путем разделения области ускорения ионов от коллектора ионов (рис. 12). Ионы ускоряются в промежутке анод — акселератор, а коллектор ионов размещен за пластинами акселератора. Для этого акселератор имеет жалюзную конструкцию, которая не мешает пролету ионов на коллектор, но защищает коллектор продукта от загрязнения. Ускоряющее напряжение 100 В и длительностью 5—10 мкс, синхронизированное с лазерными импульсами, приложено между анодом и акселератором.

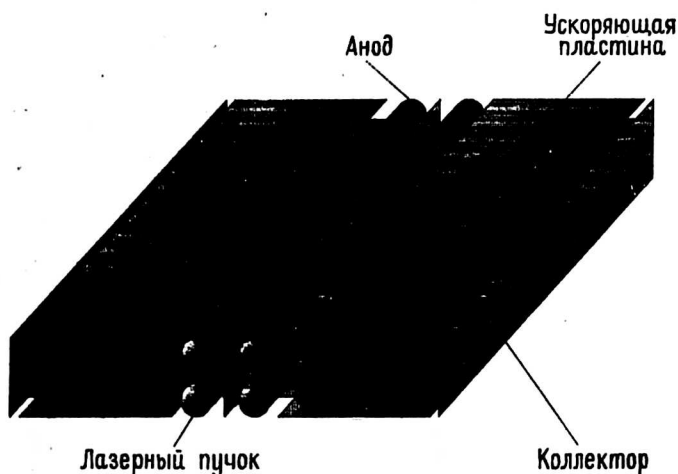


Рис. 12. Принципиальная конструкция экстрактора

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

Создана модель установки для производства весовых количеств изотопа иттербия. Установка состоит из двух частей: лазерного и сепараторного модулей, объединенных единой системой управления. Блок-схема установки показана на рис. 13. Лазерный модуль состоит из трех независимых DYE лазерных каналов, накачиваемых лазерами на парах меди. Суммарная средняя мощность CVL равна 270 Вт в желтой и зеленой линиях. Частота следования импульсов 10 кГц. Излучение с выхода оконечных усилителей после предварительного разделения желтой и зеленой линий заводилось в оптические волокна диаметром 400 мк и транспортировалось в DYE лазерную систему. Эффективность систем ввода-вывода составляет 85 %. DYE система состоит из трех идентичных каналов, каждый из которых содержит задающий генератор, предварительный и оконечный усилители. Задающий генератор построен по схеме Литмана-Меткафа и имеет ширину линии 300—350 МГц. Он оснащен системами управления частотой излучения. Кюветы предусилителя и оконечного усилителя накачиваются поперечно. Выходная мощность каждого DYE канала достигает 26 Вт при использовании красителя "Родамин 6Ж". Система измерения и контроля частот DYE каналов оснащена прецизионным измерителем частоты с абсолютной точностью измерения  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Лазерный модуль оснащен системой кондиционирования и сложения пучков перед транспортировкой их в сепараторный модуль.

Сепараторный модуль объемом  $2,5 \text{ м}^3$  содержит систему откачки, резистивные испарители металлического иттербия, эффузионную систему формирования атомного пучка, систему экстракции ионов и оптическую систему. Длина активной зоны для однократного прохода равна 1 м.

Расчетная мощность установки 10—40 мг/ч 168-го изотопа иттербия, время непрерывной работы 10 ч. Стоимость одного грамма 168-го изотопа иттербия, полученного на магнитных сепараторах, согласно ценам OAK RIGE

NAT.LAB.USA на 1989 г., составляет 320 тыс. дол./грамм (25 % обогащения) [10]. Поэтому установка легко окупается даже при понижении цены продукта в 10 раз. Область применения установки — производство малого количества изотопической продукции высокой степени обогащения для науки и медицины. Максимальная производительность 10 г/ч.



Рис. 13. Принципиальная схема установки для разделения изотопов

Главный путь дальнейшей модернизации установки состоит в повышении величины коэффициента разделения экономических характеристик и улучшении потребительских характеристик. Поскольку стоимость единицы продукции определяется, главным образом, стоимостью и эксплуатационными характеристиками лазерного модуля, то ее можно еще снизить за счет совершенствования лазерной системы, уменьшения стоимости лазерного излучения (переход к твердотельным блокам питания, использование дешевых низкотемпературных лазерных элементов, переход к Nd:YAG лазерам с диодной накачкой и умножением частоты [11] и совершенствования лазеров на красителях.

## Литература

1. Greenland P. T. Laser isotope separation//Contemporary-Physics. Nov-Dec, 1990. V. 31(6). P. 405–424.
2. Special isotope separation project/Idaho National Engineering Laboratory, Idaho Falls, Idaho. USDOE. — Washington, DC, Feb, 1988. — 350 p.
3. Meade T. B., Schwartz M. H. The US AVLIS programme: status and prospects//Nuclear Engineering International, 1992, Nov. V. 37. № 460. P. 56, 58.
4. Lorrain B., Sobrero R. Presentation of Cordy pilot plant (laser isotope separation)//Conference: Laser Isotope Separation. — Los Angeles, CA, USA, 19–20 Jan 1993, United States Proceedings of the SPIE, 1993. V. 1859. P. 154–171.
5. Morioka N. New Japanese AVLIS program//Conference: Laser Isotope Separation. Los Angeles, CA, USA, 19–20 Jan 1993, United States Proceedings of the SPIE, 1993. V. 1859. P. 2–13.
6. Martin W., Zalubas R., Hagan L. Atomic Energy levels the Rare Earth Elements. — Washington: U.S. Government Printing Office, 1978. — 420 p.

7. Broadhurst J. H., Cage M. E., Clark D. L., Greenlees G. W., Griffith J. A. R. and Issak G. R. High resolution measurements of isotope shifts and hyperfine splittings for ytterbium using a CW tunable laser // J. Phys. B# Atom. Molec. Phys. 1974. V. 7. № 18. P. 513, NBS Yb.

8. Ohzu A., Suzuki Y., Arisawa T. Experimental study on ion extraction from laser induced low temperature plasma using RF heating, 1993 IEEE International Conference on Plasma Science, New York, NY, USA : IEEE p. 84 of 250 p.

9. Jones G. S. Method and Apparatus of Separation of Ions Plasma : Patent USA, 02.02. 199\73, #328954.

10. Price list of OAK RIGE NAT. LAB. USA, 1989.

11. Velsko S. P., Ebberts C. A., Comiskey B., Albrecht G. F., Mitchell S. C. 100 W average power at 0.53  $\mu\text{m}$  by external frequency conversion of an electro-optically Q-switched diode-pumped power oscillator//Appl. Phys. Lett., 1994. V. 64. № 23. P. 3086—3088.

---

*Выражаю глубокую признательность моим коллегам — сотрудникам и аспирантам лаборатории Атомной спектроскопии отдела Кинетики Института общей физики РАН, без самого непосредственного участия которых эта работа не могла бы появиться в свет.*

## **AN APPLICATION OF MULTISTEP PHOTOIONIZATION OF ATOMS FOR LASER ISOTOPE SEPARATION OF YTTERBIUM ISOTOPES**

**V. A. Mishin**

General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

*Scientific and technical problems appeared at using of the method of isotopically selective photoionization of atoms for laser isotope separation (AVLIS process) is discussed. An example of practical realization of the method for ytterbium is shown. A setup for production of weighted quantities of ytterbium isotopes is described generally.*